UNIV. OF
TORONTO
LIBRARY

Physical &
Applied Sci.
Serials

Digitized by the Internet Archive
in 2009 with funding from
University of Ottawa

http://www.archive.org/details/radiumlaradioact06pari

LE RADIUM

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

PUBLIÉ SOUS LA DIRECTION DE

Mme Curie. — d'Arsonval. — Blondlot.
Debierne. — Féry. — Ch. E. Guillaume. — Langevin.
J. Perrin. — Rubens. — Rutherford.
Sagnac. — Villard

PAR

Jacques Danne
[Faculté des Sciences de Paris]

AVEC LA COLLABORATION DE

E. Bauer. — L. Bloch — G. Danne — L. Dunoyer — L. Jeanson
L. Matout. — M. Moulin. — H. Mouton. — E. Salles. — B. Szilard
et de nombreux physiciens.

TOME SIXIÈME

1909

PARIS
MASSON ET CIE, ÉDITEURS
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

104843
15/9/10

Tome sixième. 6e Année. — N° 1. Janvier 1909.

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

MÉMOIRES ORIGINAUX

Tables des constantes radioactives

publiées avec la collaboration de G.-A. BLANC, L. BLOCH, J. DANNE, T. GODLEWSKI, O. HAHN, M. LEVIN, S. MEYER, M. MOULIN, H.-W. SCHMIDT, E. SCHWEIDLER, B. SZILARD.

Nous avons réuni dans le tableau ci-contre le résultat des plus importantes déterminations effectuées, pendant ces dernières années, sur les substances radioactives. Les indications concernent : le poids atomique, les constantes de désactivation, la constitution et les propriétés du rayonnement, les caractères physiques et chimiques des différentes substances. On sait, que la connaissance de la loi de désactivation et du pouvoir pénétrant du rayonnement, suffit à identifier une substance radioactive. Aussi avons-nous pensé qu'il pouvait être utile aux physiciens, qui s'occupent de radioactivité, de trouver réunies sous forme de tableau les principales constantes radioactives.

Pour ne pas compliquer inutilement le tableau, nous n'avons mentionné qu'un seul nombre pour chacune des constantes. Lorsque les nombres obtenus par différents expérimentateurs ne concordaient pas entre eux, nous avons accordé la préférence à ceux qui paraissaient avoir été obtenus dans les meilleures conditions expérimentales. Enfin, quand les mesures nous ont semblé trop irrégulières, nous nous sommes abstenus de toute indication. Ces nombres pourront subir des modifications ; celles-ci figureront dans les tableaux qui seront publiés chaque année, s'il y a lieu, et que nous nous efforcerons de tenir le plus exactement possible au courant des dernières déterminations expérimentales.

Nous indiquerons rapidement les divisions du tableau, et nous rappellerons la signification des constantes qui y figurent.

La colonne **1** se rapporte aux *poids atomiques* déterminés directement par pesées, sur des corps purs, dont le spectre a pu être nettement caractérisé.

La colonne **2** donne les valeurs de la *constante de temps* λ. Cette constante a une valeur précise pour chaque substance telle que l'on ait

$$I = I_0 e^{-\lambda t}$$

si I_0 est l'activité de la substance au temps 0, et I l'activité au temps t exprimé en *secondes*.

La lettre T de la colonne **3** représente la *période de désactivation*. Elle indique le temps qui doit s'écouler pour que l'activité I ait atteint la moitié de sa valeur initiale I_0. On a alors

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}$$

ou

$$T = \frac{1}{\lambda} \log 2 = \frac{1}{\lambda} 0{,}695$$

La *vie moyenne* V de la substance (colonne **4**) offre un intérêt particulier, en ce sens, qu'elle donne une idée de la vitesse avec laquelle se détruit la substance. Pour calculer cette constante, on imagine que les atomes radioactifs ne procèdent plus par désintégration successive, mais qu'ils se conservent un certain temps au bout duquel ils se détruisent instantanément. Appelons N le nombre total d'atomes radioactifs présents, n le nombre d'atomes détruits à

Séries	Substances	1 Poids atomique	2 Constante de temps λ en sec.⁻¹	3 Période de désactivation T	4 Vie moyenne V.	5 Constitution du rayonnement	6 Parcours des rayons α dans l'air en cm.	7 Absorption des rayons β: φ en cm⁻¹ pour l'aluminium	7 Absorption des rayons β: D en cm pour l'aluminium.	8 Absorption des rayons γ: φ en cm⁻¹ pour le plomb.	8 Absorption des rayons γ: D en cm pour le plomb
URANIUM	Uranium	238,5	$5,58 \cdot 10^{-18}$	$6 \cdot 10^9$ a.	$8,7 \cdot 10^9$ a.	α	3,50	»	»	»	»
	Uranium X	»	$5,65 \cdot 10^{-7}$	22 j.	31,8 j.	β, γ	»	14,4 51	0,048 0,014	1,4	0,05
	Ionium	»	»	1500 a.?	»	»	2,8	»	»	»	»
RADIUM	Radium	226,5	$1,07 \cdot 10^{-12}$	2000 a	2900 a.	α	3,50	»	»	»	»
	Émanation	»	$2,08 \cdot 10^{-6}$	5,86 j.	5,57 j.	»	4,55	»	»	»	»
	Radium A	»	$3,85 \cdot 10^{-3}$	3 m.	4,35 m.	»	4,82	»	»	»	»
	Radium B	»	$4,35 \cdot 10^{-4}$	26,7 m.	38,5 m.	β	»	89 13,1	0,0078 0,055	»	»
	Radium C	»	$5,95 \cdot 10^{-4}$	19,5 m.	28,1 m.	α β γ	7,08	53 15	0,0151 0,0554	0,46 0,57	1,51 1,22
	Radium D	»	$1,79 \cdot 10^{-10}$	12 a.	17,3 a.	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Radium E_1	»	$1,30 \cdot 10^{-6}$	6,2 j.	8,95 j.	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Radium E_2	»	$1,68 \cdot 10^{-6}$	4,8 j.	6,9 j.	β	»	44	0,016	»	»
	Radium F (Polonium)	»	$5,62 \cdot 10^{-8}$	145 j.	206 j.	»	3,86	»	»	»	»
ACTINIUM	Actinium	»	»	»	»	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Radioactinium	»	$4,12 \cdot 10^{-7}$	19,5 j.	28,1 j.	»	4,8	»	»	»	»
	Actinium X	»	$7,80 \cdot 10^{-7}$	10,2 j.	14,7 j.	»	6,55	»	»	»	»
	Émanation	»	$1,78 \cdot 10^{-4}$	3,9 s.	5,6 s.	»	5,8	»	»	»	»
	Actinium A	»	$3,21 \cdot 10^{-3}$	36 m.	52 m.	β	»	»	»	»	»
	Actinium B	»	$3,58 \cdot 10^{-4}$	2,15 m.	3,1 m.	»	5,50	»	»	»	»
	Actinium C	»	$2,27 \cdot 10^{-3}$	5,1 m.	7,36 m.	β γ	»	32,7	0,021	3,62	0,19
THORIUM	Thorium	232,5	$3,06 \cdot 10^{-18}$	$7 \cdot 10^8$ a.	10^9 a.	»	3,5	»	»	»	»
	Mésothorium 1	»	$3,90 \cdot 10^{-8}$	5,5 a.	7,94 a.	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Mésothorium 2	»	$3,10 \cdot 10^{-6}$	6,2 h.	8,95 h.	β γ	»	38,5 20,2	0,018 0,054	»	»
	Radiothorium	»	$1,08 \cdot 10^{-8}$	737 j.	1060 j.	»	3,9	»	»	»	»
	Thorium X	»	$2,17 \cdot 10^{-6}$	3,71 j.	5,35 j.	»	3,7	»	»	»	»
	Émanation	»	$1,28 \cdot 10^{-2}$	54 s.	78 s.	»	3,5	»	»	»	»
	Thorium A	»	$1,81 \cdot 10^{-6}$	10,6 h.	15,9 h.	β	»	14	0,05	»	»
	Thorium B	»	$2,10 \cdot 10^{-4}$	55 m.	79 m.	»	5,0	»	»	»	»
	Thorium C	»	»	[illegible]	»	α β γ	8,6	14,7	0,044	0,46 0,57	1,51 1,22

9	10	11
Épaisseur d'aluminium calculée qui supprime les rayons α en cm	Caractères physiques	Caractères chimiques.
$16,1 \cdot 10^{-4}$	Volatil dans l'arc. Sels colorés dont quelques-uns sont spontanément phosphorescents.	Sol. dans excès carb. ammon. Azotate sol. éther, acétone. Groupe du fer. Oxalate soluble.
»	Moins volatil que Ur, volatil dans l'arc électrique. L'azotate se diffuse plus vite que celui de Ur.	Insol. dans excès carbon. d'ammon. Azotate soluble dans l'eau, ins. éther. Entraîné par précipitation de SO^4Ba, par l'hydrate ferrique humide et par le noir animal.
$1,29 \cdot 10^{-4}$	»	Sol. excès oxal. d'am. Entr. par H^2O^2 en prés. d'Ur.
$16,1 \cdot 10^{-4}$	Spectre caractéristique. Spontanément lumineux. Produit He.	Analogue à Ba. Chlorure et bromure plus solubles.
$20 \cdot 10^{-4}$	Se comporte comme un gaz. Spectre caractéristique. Se condense à — 150°. Coefficient de diffusion = 0,100.	Gaz inerte.
$22,1 \cdot 10^{-4}$	Se comporte comme un solide. Se concentre à la cathode dans un champ électrique. Volatil à 1000°.	Sol. acides forts.
»	Comme A. Volatil à la température ordinaire.	Comme A. Précipite avec $BaSO^4$.
$32,5 \cdot 10^{-4}$	Comme A. Volatil au-dessus de 1100°.	Comme B. Se dépose sur Cu, Ni. Entraîné avec le cuivre précipité.
»	Volatil au-dessous de 1000°.	Sol. acides forts. Réact. analogues à celles
»	Volatil au rouge.	Sol. acide acétique chaud. V de Pb.
»	Pas volatil au rouge.	Moins noble que RaF. Réact. anal. à Bi.
$17,5 \cdot 10^{-4}$	Volatil vers 1000°.	Se dépose de ses solutions sur Bi, Cu, Sb, Ag, Pt. Entraîné avec Bi. Entraîné par $SnCl^2$ avec Hg et Te. D, E_1, E_2 et F peuvent se séparer par l'électrolyse. Entraîné par CO^3Pb.
»	Produit de l'hélium.	Précipite par $(COOH)^2$ en sol. acide. Oxalate ins. HF. Accompagne Th. et terres rares.
»	Peu volatil à haute température.	Insoluble AzH^3. Se sépare du précédent par électrolyse, par fractionnement à l'ammoniaque, par le noir animal.
$50,1 \cdot 10^{-4}$	»	Se dépose par électrolyse dans une solution alcaline. Pas entr. par AzH^3.
$26,7 \cdot 10^{-4}$	Se comporte comme un gaz. Coefficient de diffusion = 0,112. Se condense à 120°.	
»	Volatil au dessus de 400°.	Soluble AzH^3 et acides forts.
$25,5 \cdot 10^{-4}$	Volatil au-dessus de 700°.	Soluble AzH^3 et acides forts. Se dépose par électrolyse dans HCl à la cathode.
»	»	
$16,1 \cdot 10^{-4}$	Volatil dans l'arc électrique. Sels incolores, dont aucun n'est spontanément phosphorescent.	Précipité par AzH^3 et $(COOH)^2$.
»	»	
»	»	
$17,9 \cdot 10^{-4}$	»	Entraîné par hydr. précip. par AzH^3.
$26,2 \cdot 10^{-4}$	»	Soluble AzH^3, entraîné avec le fer. Se dépose par électrolyse en solution alcaline.
$25,5 \cdot 10^{-4}$	Gaz. Se condense à 120°. Coefficient de diffusion = 0,090.	Gaz inerte.
»	Volatil au-dessus de 650°.	Soluble dans acides forts.
$25 \cdot 10^{-4}$	Volatil au dessus de 750°.	Comme V. Se dépose sur Ni. Sépare de A par électrolyse.
$59,6 \cdot 10^{-4}$	Comme B.	

chaque seconde ; on a $n = \lambda N$. Le temps nécessaire pour détruire les N atomes sera

$$\frac{N}{n} = \frac{N}{\lambda N} = \frac{1}{\lambda} \quad \text{ou} \quad V = 1,445 \cdot T.$$

Les valeurs de T et de V sont exprimées en *secondes* (*s*), *minutes* (*m*), *heures* (*h*), *jours* (*j*), *années* (*a*) suivant l'ordre de grandeur de la vitesse de destruction de la substance.

La *constitution du rayonnement* émis par la substance figure dans la colonne **5**. Nous avons omis, à dessein, d'indiquer la présence des rayons δ (rayons β lents). L'émission de ces rayons par les substances radioactives, est une propriété encore peu étudiée.

Les colonnes suivantes sont relatives à l'absorption des différents groupes de rayons. La colonne **6** se rapporte aux *parcours* des rayons α mesurés dans l'air à la pression normale et à la température de 16°. La colonne **7**, qui concerne l'absorption des rayons β comprend deux séries de nombres. Les uns sont les *coefficients d'absorption* μ pour l'aluminium, en supposant un faisceau homogène, pour lequel l'absorption s'exprime par $I = I_0 e^{-\mu x}$, x étant l'épaisseur de la feuille d'aluminium exprimée en centimètres. Le coefficient μ est exprimé en cm^{-1}. La deuxième série de nombres placée en regard donne l'épaisseur D, en centimètres, d'une feuille d'aluminium absorbant *la moitié du rayonnement*. Pour les substances qui possèdent un rayonnement β hétérogène, nous avons indiqué les valeurs extrêmes de μ et de D.

La colonne **8** concerne l'*absorption des rayons* γ. Les coefficients μ et D ont la même signification que pour les rayons β, mais ils se rapportent au plomb.

La colonne **9**, contient les nombres relatifs à l'épaisseur d'aluminium laminé (d = 2,65) exprimée en centimètres qui supprime la totalité des rayons α. (1 cm d'air à la pression normale et à 16° est équivalent à une feuille d'aluminium laminé de $4,6.10^{-4}$ cm d'épaisseur.)

Enfin, dans les colonnes **10** et **11**, nous avons réuni les principaux *caractères physiques et chimiques* qui permettent de séparer les différentes substances les unes des autres.

Ces tableaux comportent encore de grandes lacunes qui donnent une idée des nombreuses déterminations qui restent encore à faire.

Reçu le 20 janvier 1909.

Sur la déviation des rayons positifs

(A propos des récentes notes de M. Jean Becquerel)

Par M. MOULIN

(Laboratoire de Physique générale de l'École de Physique et de Chimie.)

M. J. Becquerel a récemment montré[1] que, dans certaines conditions, il est possible d'obtenir un faisceau de rayons positifs très facilement déviable ; il conclut, après avoir rejeté différentes hypothèses, que ce faisceau doit être constitué par des électrons positifs pour lesquels le rapport $\frac{e}{m}$ est du même ordre que le rapport $\frac{e}{m}$ des corpuscules cathodiques.

Cette conclusion, qui a déjà subi quelques critiques de la part de M. Bestelmeyer[2] et de M. A. Dufour[3], me semble un peu hative étant données les conditions très spéciales dans lesquelles la déviation se produit.

La déviation ne se produit en effet sous l'action d'un aimant ordinaire que si l'on fait agir cet aimant *sur la cathode c'*, figure 1, ou *au-dessus de cette cathode*, c'est-à-dire dans la région où prennent naissance les centres positifs qui produisent les rayons canaux de la cathode *c'*.

Fig. 1.

Les expériences de déviation par un champ magnétique ne peuvent conduire à une conclusion certaine que si l'on agit sur les centres électrisés en mouvement dans des conditions bien déterminées, par exemple dans un champ électrique nul ou uniforme. Si l'on agit, au contraire, sur des centres en voie d'accélération dans un champ électrique dont la distribution est aussi compliquée que dans le cas présent, il est impossible de conclure quoi que ce soit au sujet du rapport $\frac{e}{m}$, surtout si l'on remarque que ces centres peuvent se trouver déchargés pendant une partie de leur trajectoire au voisinage de la cathode (J.-J. Thomson, Wien ; il est très probable que ce rapport a la même valeur que dans le cas des rayons canaux et que le centre conserve la même masse après avoir traversé la cathode.

En agissant sur les centres positifs dans la région où ils prennent naissance, on peut s'attendre à obtenir

1. *Le Radium*, 5, 1908, 195, 200.
2. *Le Radium*, 5, 1908, 509.
3. *Le Radium*, 5, 1908, 201, 506.

une déviation relativement grande, puisque, dans cette région d'ionisation intense, le champ électrique et par conséquent leur vitesse sont certainement très faibles. Ce n'est qu'après avoir traversé la cathode que ces centres auront acquis la vitesse correspondant à la chute de potentiel totale; on aura alors un faisceau de rayons positifs qu'on ne pourra plus dévier à l'aide d'un simple aimant.

Il est facile de voir aussi que, dans cette hypothèse, toute modification de l'ionisation, produite au voisinage de la cathode c' par les rayons canaux et par les rayons cathodiques provenant de la partie supérieure du tube, doit entraîner une modification de l'intensité des rayons positifs déviables et peut-être aussi de leur déviation, puisqu'en modifiant l'intensité ou la répartition de l'ionisation, on modifiera la répartition du champ électrique. Il peut se faire qu'en supprimant les rayons cathodiques ou les rayons canaux, le nombre des rayons déviables devienne trop petit pour que la tache lumineuse qu'ils produisent sur l'écran soit visible.

La cathode employée étant très petite par rapport aux dimensions du tube (du côté de l'anode), et la surface des ouvertures percées dans cette cathode étant grande par rapport à sa surface totale (surtout quand elle est formée d'un simple anneau de fil), les lignes de force divergent à partir de la cathode, et cette divergence doit favoriser la déviation. Dans un tube à cathode large, avec petites ouvertures, les lignes de force ne divergent sensiblement pas, de sorte que la déviation sera plus difficile à obtenir. Toutefois on peut observer une déviation très nette des rayons canaux dans un tube du modèle ordinaire à cathode perforée si l'on fait agir un aimant sur la cathode, surtout du côté anodique, alors que cet aimant est sans action lorsqu'on le fait agir sur le faisceau de rayons canaux.

Cette déviation a été observée maintes fois par différentes personnes sur un tube à rayons canaux appartenant au Laboratoire de physique du Collège de France, tube cylindrique dont la cathode a un diamètre de l'ordre de 3 centimètres.

Les expériences de M. Jean Becquerel ne nécessitent donc pas l'hypothèse que le faisceau déviable est formé d'électrons positifs analogues aux électrons négatifs, il est plus probable que les centres positifs qui le constituent sont identiques à ceux des rayons canaux.

(Reçu le 5 janvier.)

MÉMOIRES TRADUITS

Sur le rayonnement de l'uranium X

Par H. W. SCHMIDT

(Institut de Physique, Université de Giessen.)

I. *Préparation de l'uranium X.*

Pour séparer l'uranium X de l'uranium, on a employé principalement deux méthodes : celle de Moore-Schlundt[1] et celle de Levin[2]. Toutes deux sont des méthodes d'entraînement. Dans la première, la substance qui produit l'entraînement est l'hydrate ferrique (fraîchement précipité) en milieu organique, par exemple, dans l'acétone ; la méthode de Levin emploie le noir animal.

Les deux méthodes donnent l'uranium X presque entièrement exempt d'uranium et fournissent des préparations relativement intenses, permettant, par exemple, d'étudier dans des limites étendues, l'absorption des rayons par la matière solide. Pour certaines recherches, l'activité spécifique obtenue de la sorte ne suffit pas, car il ne faut pas que la substance entraînante soit en quantité trop faible si l'on veut un bon rendement.

Or, la préparation d'uranium X aussi pure que possible offre un grand intérêt, car l'uranium X est le seul des corps à vie relativement longue qui émettent exclusivement des rayons β et où l'on ne soit pas gêné par le rayonnement des produits ultérieurs. La calcination du noir animal donne des activités spécifiques intenses, mais encore insuffisantes pour le but que j'avais en vue. J'ai donc essayé de concentrer l'uranium X différemment en combinant la méthode de Moore-Schlundt avec l'ancien procédé de Becquerel (précipitation de l'uranium X par le sulfate de baryum). J'ai fait bouillir l'hydrate ferrique activé dans l'acide chlorhydrique, j'ai ajouté un cristal de chlorure de baryum et j'ai précipité le baryum à l'état de sulfate par l'acide sulfurique étendu. Cette méthode ne permet pas d'extraire, avec le sulfate de baryum, la totalité de l'uranium X présent ; mais toutefois, à poids

1. R. B. Moore et H. Schlundt, *Le Radium*, 3 1906 352.
2. M. Levin, *Phys. Zeitschr.*, 7 1906 692.

égal, les produits obtenus sont 5000 fois plus actifs que le nitrate d'uranium dont on est parti.

II. *Déviation magnétique des rayons β.*

Avec une préparation de ce genre, j'ai pu déterminer la déviation magnétique des rayons pénétrants de l'uranium X. J'ai employé la méthode déjà décrite par moi et employée dans le cas du radium E[1]. Dans la fente d'un aimant annulaire on met un diaphragme, constitué par trois lames de laiton solidaires entre elles et fendues de telle façon que les coupures se trouvent sur un cercle de 2 cm. 20 de rayon perpendiculaire aux lignes de force magnétiques. La préparation est placée sur la fente de la lame horizontale. Pour un champ magnétique convenable, la trajectoire des rayons β est un cercle de 2 cm. 20 de rayon, et il y a un maximum de rayonnement sortant par le trou du diaphragme vertical. Ce maximum s'observe à l'aide d'un électroscope placé en face de ce trou.

Pour faire les mesures, on suivait le mouvement de la feuille pendant 10 divisions alternativement sous champ nul et sous un champ donné. Comme on observait le passage de la feuille de division en division, il était possible par des méthodes de moyennes, d'obtenir un résultat relativement exact. Il fallait, en effet, rechercher la précision maximum, car le changement du champ n'avait qu'un faible effet sur l'intensité mesurée. Dans le cas le plus favorable, en effet, la perte de l'électroscope était seulement triplée quand on passait du champ nul au champ donnant le maximum. Ceci tenait à la déperdition spontanée, et plus encore au peu d'activité de la préparation. Avec une préparation plus active, les conditions auraient été certainement plus favorables. D'ailleurs, par dispersion et diffusion sur le diaphragme, il pénétrait, même sous champ nul, des rayons de la préparation dans l'électroscope.

On jugera de l'exactitude des mesures par la série suivante où I désigne l'intensité du courant magnétisant en ampères, Z la déperdition observée en valeur relative.

I	0	0,65	0	0,80	0	1,00	0	1,20	0
Z	1,05	1,80	1,07	2,10	1,05	2,56	1,02	2,74	1,00
I	1,40	0	1,60	0	1,80	0	2,00	0	
Z	2,84	1,02	2,72	1,05	2,68	1,04	2,40	1,02	

Les nombres montrent que sous le champ 0, les valeurs observées présentent un écart maximum de 5 pour 100 par rapport à la moyenne. La valeur probable de l'erreur pour le champ intense est donc inférieure à 5 pour 100, car quand les valeurs absolues augmentent, la précision relative des mesures de dispersion s'accroît.

On a fait en tout trois séries de lectures dans des conditions voisines. Les résultats sont représentés

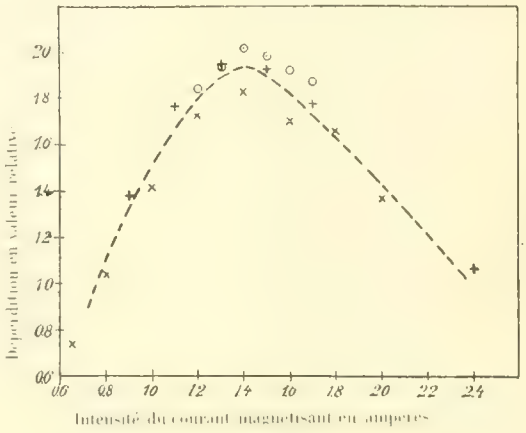


Fig. 1

figure 1, où les ordonnées représentent les déperditions corrigées de la perte spontanée.

La figure 1 montre que, dans les trois séries, on a un maximum d'activité pour 1,40 ampère, ce qui correspond à un champ de 1870 Gauss. Or, on sait qu'on a

$$BH = \frac{m}{e} \cdot v \qquad (1)$$

où R désigne le rayon de courbure de la trajectoire. (ici 2 cm. 20) et v la vitesse. D'autre part, les mesures de Bucherer ont établi qu'on peut poser avec Lorentz

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \qquad (2)$$

et comme les mesures très soignées de Bucherer ont donné $\frac{e}{m_0} = 1,750.10^7$, on tire de (1) et (2)

$$v = 2,76 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec.}^{-1}$$

$$\frac{e}{m} = 0,67 \cdot 10^7$$

Si l'on prenait comme base les mesures de Kaufmann, on trouverait les nombres peu différents :

$$v = 2,79 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec.}^{-1}$$

$$\frac{e}{m} = 0,68 \cdot 10^7$$

très voisins des valeurs extrêmes de Kaufmann

$$v = 2,85 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec.}^{-1}$$

$$\frac{e}{m} = 0,65 \cdot 10^7.$$

Ce résultat était à prévoir. Car les rayons les plus

1. H. W. Schmidt, *Phys. Zeitschr.*, 8, 1907, 561.

rapides du radium dépassent à peine en pénétration ceux de l'uranium. C'est ainsi que le coefficient d'absorption à travers l'aluminium est

$$\mu = 15{,}1 \text{ cm}^{-1}$$

pour les rayons les plus rapides du radium et

$$\mu = 14{,}4 \text{ cm}^{-1}$$

pour les rayons homogènes de l'uranium.

Pour les rayons homogènes du radium E ($\mu = 40 \text{ cm}^{-1}$) on avait trouvé précédemment dans les mêmes conditions un champ critique de 990 Gauss donnant pour v et $\frac{e}{m}$ selon qu'on part des résultats de Kaufmann ou de Lorentz, les valeurs

$$v = 2{,}49 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec.}^{-1} \qquad v = 2{,}51 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec.}^{-1}$$

$$\frac{e}{m} = 1{,}15 \cdot 10^{7} \qquad \frac{e}{m} = 1{,}08 \cdot 10^{7}.$$

III. *Le rayonnement mou.*

Outre les rayons β dont il vient d'être question et pour lesquels $\mu = 14{,}4 \text{ cm}^{-1}$, l'uranium X émet aussi un rayonnement peu pénétrant. Celui-ci a été regardé par Moore-Schlundt et par Hess comme un rayonnement α, par Levin comme un rayonnement β. Hess se fonde sur des mesures d'absorption. Levin sur des mesures d'absorption combinées avec des déviations magnétiques. On peut considérer comme démontré par les recherches de Levin que le rayonnement en question est facilement déviable et n'est pas un rayonnement α. On n'a pas encore démontré que la déviation a lieu dans le sens des rayons β. Il resterait aussi à chercher une base expérimentale à l'hypothèse de Levin, que le rayonnement mou est libéré par l'action du rayonnement β ordinaire. J'ai fait quelques expériences concernant le rayonnement peu pénétrant.

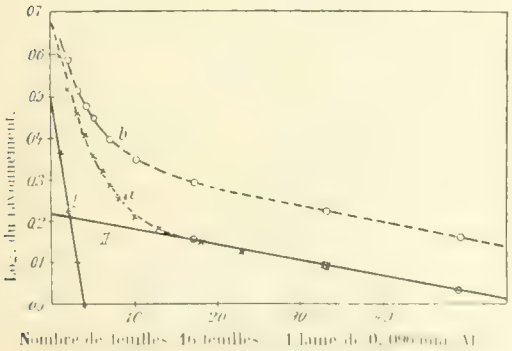


Fig. 2.

a) *Mesures d'absorption.* — Quelques milligrammes d'uranium X, préparé comme il a été indiqué, sont déposés par évaporation d'une solution diluée de mastic dans le chloroforme sur une feuille d'aluminium de 0,003 mm d'épaisseur environ et de 2,5 cm de diamètre. Cette feuille, la couche active en haut, est placée, avec interposition d'autres feuilles, sur un électroscope à cylindre ouvert que j'ai décrit ailleurs[1]. Le cylindre déperditeur a 7 cm. de haut et 7 cm. de large. Pour rendre les feuilles unies, on les posait sur une couronne de carton rigide et on les lestait avec un anneau de plomb, dont les dimensions sont calculées de façon à ne pas introduire de réflexions gênantes.

Les résultats sont représentés figure 2. Les courbes en coordonnées logarithmiques coïncident parfaitement avec celles de Levin et confirment l'existence d'un rayonnement mou superposé à un rayonnement plus pénétrant.

J'ai essayé de représenter les courbes par une expression de la forme

$$I = I_1 e^{-\mu x} + I_2 e^{-\mu x} + \qquad (5)$$

et j'ai trouvé, à la suite d'un calcul d'interpolation

$$I = 16{,}5\,(1{,}8\, e^{-\mu x} + e^{-\mu x}). \qquad (5')$$

Le tableau suivant montre l'accord excellent entre les nombres observés et calculés

Nombre de feuilles ou lames d'Al	Intensité observée.	Intensité calculée
0 feuille	—	46,2
1 —	59,4	59,4
2 —	52,9	55,5
3 —	28,7	28,8
4 —	25,4	25,5
5 —	22,6	22,8
6 —	20,8	20,8
7	19,5	19,5
8 —	18,1	18,2
10 —	16,6	16,8
15 —	15,5	15,4
18 —	14,1	14,2
25 —	13,5	13,5
35 —	12,5	12,4
1 feuille + 1 lame	14,2	14,2
+ 2 —	12,4	12,4
+ 3 —	10,8	10,8

16 feuilles + 1 lame = 0,096 mm.

Je puis signaler ici une cause d'incertitude dans la détermination numérique de μ. Si l'on calcule, suivant l'usage, l'épaisseur des feuilles d'aluminium d'après leur poids, leur surface et leur densité, on trouve la valeur 0,00564 mm. Or 16 feuilles, équivalentes à 0,0585 mm, produisaient un effet identique à celui d'une lame de 0,096 mm d'épaisseur. Manifestement il y a ici un effet de la multiplicité des surfaces. J'ai déjà signalé autrefois un désaccord du même genre dans des mesures faites sur le radium, et je crois pouvoir maintenant expliquer cette ano-

1. H. W. Schmidt, *Phys. Zeitschr.*, 8 1907-761.

1. H. W. Schmidt, *Phys. Zeitschr.*, 6 1905-502

malie à l'aide des résultats de McClelland. McClelland a envoyé les rayons β du radium obliquement sur une lame métallique, et a trouvé dans le plan d'incidence une direction de réflexion maxima sur l'autre côté de la normale. Il n'y a donc pas diffusion uniforme des rayons, mais réflexion avec direction privilégiée. Quelle que soit la cause de cette dissymétrie, elle rend probable un accroissement de diffusion des rayons latéralement et vers l'arrière. Dans le tableau ci-dessous on a pris comme épaisseur de base celle qui résulte de la comparaison directe de 16 feuilles d'aluminium avec une lame.

La loi exponentielle (3) est déjà par elle-même un argument en faveur de l'existence d'un rayonnement mou. Mais des mesures d'absorption avec des filtres extrêmement minces peuvent facilement induire en erreur. Levin a cherché à résoudre la question en faisant parcourir aux rayons, avant leur arrivée dans la chambre d'ionisation, quelques centimètres dans l'air; des rayons α devraient être complètement arrêtés de la sorte. Or, on n'a constaté qu'une diminution du rayonnement mou. C'est aussi ce qui ressort de l'expérience représentée par la courbe *b* (fig. 2), où la préparation active était à 3 centimètres au-dessus du récipient d'ionisation recouvert de filtres. Il est donc certain que les rayons mous de l'uranium X ne peuvent être des rayons α.

b) *Mesures dans le champ magnétique.* — Que ces rayons sont véritablement des rayons β, c'est ce qu'on a pu établir d'après le sens de leur déviation magnétique. On a découpé une bande de 1 centimètre de large et 5 centimètres de long dans un filtre contenant une quantité à peine pondérable de sulfate de baryum actif. Cette bande a été posée sur un diaphragme de carton mince, représenté en coupe figure 3. Ce diaphragme a, perpendiculairement au plan de la figure, 1 centimètre de haut et s'ajuste dans l'entrefer de l'électro-aimant. On a pris du carton mince pour arrêter complètement les rayons mous de l'uranium X sans absorber d'une façon sensible les rayons β durs. Les rayons traversant les ouvertures du diaphragme tombent sur un récipient à déperdition de forme spéciale, portant sur la face en regard du diaphragme une fente recouverte d'aluminium mince. Si l'on excite le champ (normal au plan de la figure), la déperdition diminue comme l'indique le tableau ci-dessous, qui contient une série d'observations successives :

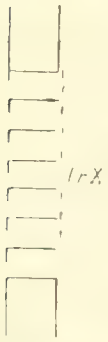


Fig. 3

Champ.	Déperdition.	
	sans écran de carton.	avec écran de carton
0	16,7	10,2
↗	15,9	10,2
↙	15,5	10,2
0	16,4	10,4
↗	14,5	10,5
↙	15,2	10,7
0	16,7	10,5
↗	15,5	10,5
↙	14,5	
0	16,1	

Il y a une différence selon le sens (↗ ↙) du champ : la déperdition diminue moins quand le champ s'éloigne de l'observateur (↗). C'est une preuve que la pellicule active émet des particules négatives. Et que ces particules sont identiques aux rayons mous, c'est ce que prouve une expérience de contrôle, également consignée dans le tableau, et consistant à interposer un carton mince devant la fenêtre d'aluminium du récipient déperditeur. Un semblable écran arrête les rayons mous sans agir sur les autres. Ici il n'y a plus de différence, que le champ soit excité ou non.

La dernière partie du mémoire de M. Schmidt comprend l'étude expérimentale et théorique du pouvoir absorbant et réflecteur des métaux pour les rayons β de l'uranium X. L'auteur développe une théorie personnelle, un peu simplifiée, qui le conduit à prévoir selon les conditions expérimentales et l'épaisseur des substances employées, soit un accord soit un désaccord avec la loi purement exponentielle. Malheureusement ces prévisions ne paraissent pas confirmées par les courbes expérimentales, et les raisons que donne M. Schmidt de ces divergences restent nécessairement un peu vagues. Disons toutefois qu'il s'attache un grand intérêt à ce fait, nettement mis en évidence par M. Schmidt, que la valeur apparente du coefficient d'absorption dépend, dans une mesure importante, des conditions où l'on opère, le voisinage d'écrans réflecteurs pouvant faire varier les nombres obtenus pour μ de 58,7 cm⁻¹ à 62,5 cm⁻¹ dans une série d'expériences, de 14,0 cm⁻¹ à 17,1 cm⁻¹ dans une autre. La détermination du pouvoir réflecteur se heurte à des difficultés du même genre et ne permet que l'estimation de limites inférieures assez grossières.

Reçu le 5 Janvier.

[Traduction et extraits par L. Brocu.]

Note sur l'effet magnétique du vent[1]

Par W. J. HUMPHREYS.

Observatoire du Mont Weather (États-Unis)

On sait que les décharges lumineuses produisent temporairement, dans leur voisinage, des perturbations sur le magnétisme terrestre. Quelquefois, ces perturbations sont telles, qu'elles donnent des déviations très notables aux appareils enregistreurs. Il n'a pas été possible de déceler aucune perturbation attribuable avec certitude, à la présence de nuages chargés en mouvement.

Or, une charge électrique en mouvement est assimilable à un courant électrique ; donc les nuages chargés animés d'une certaine vitesse, les vents ionisés possédant un excès d'ions positifs ou négatifs, doivent produire un champ magnétique à angle droit de la direction de leur mouvement. L'effet de ce champ magnétique, sur le champ terrestre dépend de la direction et de la vitesse du nuage ou du vent, ainsi que du signe et de la grandeur de la charge électrique.

Un travail important de Pacini[2] sur l'ionisation de l'air contient des résultats qui rendent possible une détermination approximative d'une valeur limite de cette perturbation. Pacini a trouvé un excès, d'ailleurs variable, d'ions positifs. Au mont Vélino, à 2487 mètres au-dessus du niveau de la mer, la moyenne des résultats donne 2020 ions positifs pour 506 ions négatifs par centimètre cube.

Supposons par exemple qu'il y ait, par centimètre cube, 2000 ions d'un signe quelconque en excès sur les ions de l'autre signe et admettons que le vent souffle dans la direction du méridien magnétique parallèlement à l'aimant qui oscille dans le plan horizontal du lieu. Supposons à ce vent une vitesse de 50 mètres par seconde. C'est là un cas très particulier, mais suffisamment bien défini, et dont les effets magnétiques facilement calculables.

Considérons une ligne de courant dont la plus courte distance à l'aimant suspendu est r et supposons que l'angle entre la verticale à l'aimant et la ligne de plus courte distance soit θ. Alors la force horizontale exprimée en dynes pour un pôle d'intensité égale à l'unité est :

$$f = \frac{2\,C\cos\theta}{r}.$$

Or, le courant le long de cette ligne est dû à l'écoulement des ions. Si n est l'excès d'ions d'un signe quelconque par centimètre de longueur de ligne de courant, e la charge d'un ion en unités électromagnétiques et v la vitesse des ions (égale à celle du vent) exprimée en centimètres par seconde, on a :

$$C = n\,e\,v$$

et

$$f = \frac{2\,n\,e\,v\cos\theta}{r}$$

Or l'aimant suspendu est à la surface de la terre. On peut donc considérer l'action qui s'exerce sur lui comme étant produite par un demi-cylindre de vent dont l'axe coïncide avec l'axe de l'aimant. Dans ce cas la force totale devient :

$$F = 4\,n\,e\,v \int_0^r \int_0^{\frac{\pi}{2}} dr\cos\theta\,d\theta = 4\,n\,e\,v\,r.$$

Or, nous pouvons connaître toutes ces quantités. Si on prend

$n = 2 \cdot 10^3$ par centimètre cube.

$e = 10^{-20}$ unité électromagnétique.

$v = 5 \cdot 10^5$ centimètres par seconde.

$r = 4 \cdot 10^8$ centimètres, par exemple,

on a $F = 24 \cdot 10^{-5}$; c'est le quarantième de la valeur normale de γ.

Si l'excès des ions d'un signe n'est réellement pas plus grand que celui qui est donné par les observations actuelles, l'effet magnétique d'un vent même violent, est certainement beaucoup trop faible pour être différencié des autres causes de perturbations qui sont beaucoup plus grandes et bien plus irrégulières. En tous cas, il n'y a aucun doute sur l'existence possible du phénomène.

Dans l'état actuel de nos connaissances, nous devons supposer que les perturbations magnétiques ne sont pas attribuables à la présence de vents chargés même violents.

(Reçu le 25 décembre 1908.)

1. Ce travail a été publié dans *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **13** (1908) 157.

2. *Nuovo Cimento*, **15** (5) 25 janvier 1908. *Le Radium* (5) 1908 124.

ANALYSES

Radioactivité

Action de l'émanation du radium sur l'eau

E. Rutherford et **T. Royds** (*Phil. Mag.*, **16**-1908-812). — Voici la conclusion d'un récent mémoire de Cameron et Ramsay, sur l'action de l'émanation du radium sur l'eau. « Dans un travail de ce genre, il est extrêmement difficile d'empêcher toute trace d'air de pénétrer dans l'appareil, pendant le temps considérable (8 jours), nécessaire à l'achèvement d'une expérience. Comme 1 cm³ d'azote atmosphérique contient une quantité d'argon suffisante pour être décelée au spectroscope, lorsque l'azote a été éliminé par des étincelles, la preuve que la présence d'argon est due à une autre cause est très difficile à établir. De même, il est loin d'être facile de délivrer des solutions de cuivre de toute trace de lithium.... Dans le cas du néon, on ne peut faire de telles objections.... Il est inconcevable qu'il se soit produit du néon, par hasard, pendant deux expériences sur l'eau, alors que, dans chaque cas, les gaz résiduels ont été examinés en même temps que ceux de beaucoup d'autres expériences semblables faites avec d'autres solutions, et parmi lesquels on ne put déceler de néon. Il faut regarder la transformation d'émanation en néon, en présence d'eau, comme démontrée d'une façon indiscutable, et, si l'on appelle *transmutation* une transformation produite à volonté, par un changement des conditions expérimentales, *ceci est le premier cas de transmutation dont on ait donné la preuve convaincante.* »

MM. Rutherford et Royds ont repris les expériences de Ramsay et Cameron, au moyen de l'appareil qui avait servi à purifier l'émanation[2] (fig. 1).

1° Ils étudient d'abord la *sensibilité de la réaction spectroscopique du néon.* Ils introduisent dans l'appareil un volume donné d'air, le font passer en E, absorbent tous les gaz, sauf le néon, en plongeant dans l'air liquide le tube H contenant du charbon de noix de coco, et compriment le néon résiduel dans le tube spectroscopique F, où ils font passer des décharges électriques. On laisse le bas du tube entouré de coton imprégné d'air liquide pour condenser les vapeurs d'eau et de mercure.

Les auteurs ont pu déceler facilement par cette méthode la raie jaune du néon, après avoir introduit dans l'appareil 1 15 cm³ d'air, qui contient, d'après les données de Ramsay un millionième de cm³ de néon. Avec $\frac{2}{15}$ cm³ d'air, on voit les raies rouges; avec $\frac{1}{5}$ cm³, on a le spectre presque complet et très brillant.

2° *Expériences avec l'émanation.* — Un ballon de verre M de 4 cm³, est à moitié rempli d'eau distillée qu'on purge de toute trace d'air, d'abord par ébullition, puis en la solidifiant dans l'air liquide, et en laissant l'appareil en communication avec la trompe.

On introduit ensuite dans l'appareil, l'émanation de 0,150 gr. de radium, purifiée par la méthode de Rutherford. En ouvrant le robinet B, on fait condenser l'émanation dans le ballon M, maintenu dans l'air liquide; on ferme alors tous les robinets, et laisse le ballon revenir à la température ordinaire. Au bout de trois jours l'hydrogène et l'oxygène résultant de la décomposition de l'eau, exercent en M une pression d'une atmosphère

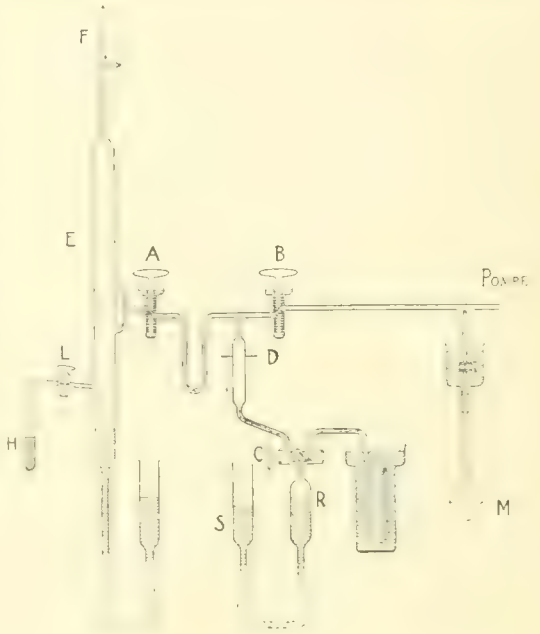


Fig. 1.

environ. On plonge de nouveau le ballon dans l'air liquide et recueille les gaz non condensables (4 cm³ environ). Les auteurs éliminèrent l'hydrogène en excès dans le mélange par addition d'une faible quantité d'oxygène et explosion. Ils firent passer le résidu (0,2cm³) dans le réservoir E, puis dans le tube spectroscopique, après absorption des gaz condensables par le charbon plongé dans l'air liquide. Les étincelles donnèrent un spectre brillant de l'hélium, mais aucune raie du néon.

MM. Rutherford et Royds laissèrent encore agir sur l'eau pendant six jours, l'émanation qui était restée dans le ballon, et recueillirent les gaz produits, même ceux qui s'étaient dissous dans l'eau. Cette nouvelle expérience leur donna de l'hélium comme la première, mais pas trace de néon.

D'autre part, la présence de l'hélium ne masque pas le spectre du néon : à la fin de l'expérience précédente, les auteurs firent passer en E 0,1 cm³ d'air et examinèrent spectroscopiquement le mélange de néon et d'hélium obtenu après absorption par le charbon. Le spectre du néon se superposa à celui de l'hélium; l'éclat des deux spectres était comparable.

Parmi cinq expériences de ce genre, une seule, la première, donna du néon; mais les auteurs trouvèrent en même temps dans le résidu environ 1 15 cm³ d'azote. Le néon observé était donc dû à une rentrée d'air.

3° *Expériences avec les gaz produits par une solution de radium.* — Cameron et Ramsay trouvèrent du néon dans les gaz produits par une solution de radium dans

1. *Journ. Chem. Soc.*, juin 1908, 992.

2. Rutherford, *Phil. Mag.*, août 1908. — *Le Radium*, 5 1908-345.

l'eau. Rutherford et Royds examinèrent à quatre reprises les gaz formés pendant cinq jours par une solution de plus de 0,200 gr. de radium dans l'eau, sans obtenir de néon.

4 *Conclusion.* « D'après la loi de production de l'hélium par le radium, déterminée récemment par sir James Dewar[1], on peut évaluer le volume d'hélium produit par une quantité donnée d'émanation. Dans la plupart des expériences sur l'eau nous avons introduit dans le ballon la quantité d'émanation qui se trouve en équilibre, en présence de 0,150 gr. de radium, et nous l'y avons laissée pendant trois jours, au bout desquels il devait s'être produit environ $\frac{1}{10}$ cm³ d'hélium. D'autre part, nous avons vu que, dans ces expériences, nous aurions pu déceler avec certitude une quantité de néon inférieure à $\frac{1}{1000}$ cm³. Par conséquent, même en supposant que l'émanation se change en néon, la quantité produite ainsi ne peut pas être supérieure à 1 pour 100 de l'hélium qui se forme en même temps. Cameron et Ramsay ne savaient probablement pas avec quelle sensibilité on peut déceler le néon dans de petites masses d'air.

A propos de l'expérience décrite dans leur dernier mémoire, ils déclarent qu'ils furent incapables d'éviter une rentrée d'air dans leur appareil. En examinant un mélange gazeux de 12,6 cm³, ils trouvèrent, après élimination de l'hydrogène et de l'oxygène, que le résidu consistait en 0,292 cm³ d'azote et de gaz carbonique. Si nous supposons que ce résidu est constitué surtout par de l'azote, nous voyons qu'il était rentré environ 0,56 cm³ d'air dans l'appareil. Dans les expériences que nous avons faites, l'admission d'une telle quantité d'air donne un spectre brillant du néon, dont l'éclat est comparable à celui du spectre de l'hélium qui se produit en même temps. Par conséquent l'expérience décrite par Cameron et Ramsay est une preuve absolument insuffisante de la production du néon par l'émanation. ».

E. Bauer.

Inactivité apparente du radium. — William Ramsay (*Nature*, **79**-1908-129). — William Ramsay a étudié quantitativement les gaz hydrogène et oxygène provenant de la décomposition d'une solution dans l'eau de bromure de radium; l'opération consistait à enfermer la solution dans quatre tubes scellés à une petite pompe de Topler et à aspirer tous les quatre jours le mélange des gaz produits : la première expérience dura trois ans et se rapporte à 0,172 gr. de sels de radium constitués par 0,152 gr. de bromure et 0,02 gr. de sulfate insoluble.

William Ramsay fit une autre expérience en 1907 avec 0,388 gr. de radium pur; le dispositif était le même que dans l'expérience précédente. La quantité de gaz recueillie n'était pas proportionnelle à la quantité de radium employé : cela tenait à ce que le sel était surtout du carbonate insoluble dans l'eau; après transformation en bromure au moyen d'acide bromhydrique pur, les gaz recueillis contenaient beaucoup de brome; cependant, après quelques semaines, le brome avait disparu, et de février au 11 novembre la quantité de gaz recueillie par semaine était de 50 cm³; une petite quantité d'hydrogène était en excès par rapport à la quantité d'hydrogène qui se combine à la quantité d'oxygène dégagée. Le 18 novembre le gaz recueilli occupait 15 cm³; le 25, de 1,5 cm³. On a alors vérifié qu'il n'y avait pas d'obstruction des tubes et on en a profité pour purger l'appareil par un courant d'air, pour nettoyer les tubes et la pompe et pour graisser les robinets. Le 30 novembre la quantité était de 0,5 cm³. Après combinaison du mélange gazeux, le gaz restant était de l'hydrogène et occupait la moitié du volume primitif.

Ramsay imagine que le radium a cessé de décomposer l'eau ou bien la vitesse de combinaison de l'hydrogène et de l'oxygène est devenue telle, que c'est cette réaction qui s'est produite.

On a dit que la vie du radium est environ de 2000 ans : d'après la première hypothèse, on voit qu'en s'adressant à la décomposition de l'eau une partie de l'énergie du radium a été dissipée. Il serait intéressant de voir si les phénomènes de dégagement de chaleur ou d'émission de rayons ne sont pas également affectés par le temps.

G. D.

Observation sur la radioactivité de l'atmosphère en haute montagne. — A. Gockel et **Th. Wulf.** — (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-907-911. — Les observations ont été faites dans la région de Zermatt (Suisse), à l'Hôtel du lac Noir (2600 m.), sur l'arête du Cervin (5000 m.), à la cabane du Cervin (3500 m.) et sur le glacier de Furg. L'électroscope employé est celui de Wulf, et la charge négative des fils exposés s'obtenait par simple mise au sol.

Contrairement au résultat obtenu antérieurement par Gockel au Brienzer Rothorn, l'activité induite s'est montrée presque exclusivement du type radium. Malgré la longue durée d'exposition, le thorium n'apparaît que pour une faible part dans l'activité induite, et cela d'autant que l'altitude est plus grande. Ceci tient sans doute au caractère purement rocheux du mont Cervin, l'émanation du thorium dégagée par la terre ne parvient pas en proportion notable aux hautes altitudes. On ne constate pas non plus d'actinium.

La pluie et surtout la grêle ont présenté une activité notable mais du même ordre qu'en plaine à Fribourg (Suisse), alors que Jaufmann a observé au sommet de la Zugspitz une activité exceptionnelle des précipités atmosphériques. La présence du thorium n'a pu être mise en évidence nettement.

Finalement, les auteurs ont étudié avec deux électroscopes à minces parois munis d'écrans d'eau et de plomb, la *radiation très pénétrante*. Ils en ont constaté nettement l'existence, mais ici encore, l'effet est du même ordre qu'en plaine, ce qui est favorable à l'hypothèse de McLennan d'une origine terrestre de cette radiation. Au milieu du tunnel du Simplon, la déperdition des électroscopes est presque le double de ce qu'elle est à Brigue ou à Zermatt.

Léon Brochi.

Électronique

Le principe de relativité et les équations de l'électromagnétisme des corps en mouvement. Philipp Franck (*Ann. de Phys.* IV-**79**-1908-897-902). — En appliquant les transformations qui expriment le principe de relativité aux équations de l'électromagnétisme des corps en repos, on obtient les équations de Lorentz, ou des équations de forme très voisine (Einstein, Minkowski).

En appliquant les transformations de la théorie classique du mouvement relatif, aux équations de Maxwell, on obtient les équations que Hertz a données pour l'électrodynamique des corps en mouvement.

E. Bauer.

Nouvelle méthode de calcul de $\frac{e}{m}$ pour la molécule de vapeur de mercure. — Robert Fürstenau. (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-849-952). — Cette méthode se fonde sur l'identification des valeurs de $\frac{e}{m}$ cons-

1. Dewar. *Le Radium*. 5-1908-752

tante universelle définie par $\frac{1}{2} m v^2 = \alpha T$) obtenues d'une part par la théorie cinétique des gaz, d'autre part par la théorie électronique des métaux. La première donne

$$\alpha = \frac{1}{2} m c_v \qquad (1)$$

où c_v désigne la chaleur spécifique à volume constant et J l'équivalent mécanique de la calorie. La seconde donne

$$\alpha = e \sqrt{\frac{9}{8\pi} \cdot \frac{k}{J}} \qquad (2)$$

(loi de Wiedemann Franz). La formule (2) est celle de Lorentz. Dans la théorie de Drude on est amené à remplacer au dénominateur le nombre 8 par 12.

M. Fürstenau pense qu'il est légitime d'identifier les valeurs de α fournies par (1) et (2) au moins dans le cas de la vapeur de mercure à laquelle il attribue d'une manière un peu arbitraire une conductibilité métallique. On obtient alors, pour la molécule de mercure, une valeur de $\frac{e}{m}$, qui, réduite à l'atome d'hydrogène, est en très bon accord avec le nombre trouvé par Wien pour les rayons canaux dans l'hydrogène pur : $\frac{e}{m} = 9,58.10^3$ au lieu de $9,55.10^3$. L'accord est moins bon si on emploie la formule de Lorentz que si on emploie la formule de Drude. Léon Bloch.

Sur la polarisation elliptique de la lumière transmise à travers un gaz absorbant, parallèlement aux lignes de force d'un champ magnétique extérieur. — **Ladislas Natanson** (*Bulletin Ac. des Sciences de Cracovie*, mars 1908). — La rotation magnétique, dans les gaz, du plan de polarisation de la lumière a été découverte par Kundt et Rontgen, et indépendamment par H. Becquerel, en 1879; une étude très complète de ce phénomène, a été publiée par M. Siertsema[1]. D'autre part, en 1898, Macaluso et Corbino[2] ont fait cette importante découverte que la rotation prend une valeur exceptionnellement grande dans le voisinage d'une bande d'absorption. Les premières mesures systématiques de ce phénomène sont dues, pour la vapeur de sodium, à J. J. Hallo[3]; R. W. Wood[4], à l'Université John Hopkins, et Geiger[5], au laboratoire de Gottingen, ont exécuté aussi des séries étendues d'expériences. Quant à la théorie du phénomène, elle a été développée par W. Voigt[6], Larmor[7], Drude[8] et Lorentz[9]. De l'examen approfondi de l'accord qui existe entre les faits observés et les diverses formes de théorie proposées, on doit pouvoir espérer quelque lumière sur le mécanisme moléculaire du pouvoir rotatoire magnétique; M. Natanson espère y revenir dans un travail ultérieur. Dans le présent travail il se borne à l'examen, plus serré qu'on ne l'a fait encore jusqu'ici, d'une particularité intéressante du phénomène.

L'auteur rappelle certaines propriétés des vibrations elliptiques et circulaires. Il montre en particulier que l'angle ψ fait par le grand axe de l'ellipse émergente, dans le cas où les deux composantes circulaires d'une même vibration rectiligne incidente, sont inégalement absorbées, s'exprime en fonction de l'épaisseur traversée z, de la fréquence n et des vitesses de propagation c_1 et c_2 des deux circulaires par la formule

$$\psi = \frac{nz}{2} \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2} \right)$$

D'autre part, on peut calculer $\frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2}$. Il suffit pour cela d'écrire les équations du mouvement d'un électron ayant un coefficient d'amortissement $2k$ et une fréquence de vibration libre n_0 et de combiner ces équations avec celles de Maxwell-Lorentz en tenant compte de ce fait, que l'onde plane que l'on envisage dans sa propagation parallèle à oz, est polarisée circulairement. La méthode est la même que celle sur laquelle on donne plus de détails dans l'étude du mémoire sur les milieux absorbants naturellement actifs. L'élimination des composantes du champ électrique et du champ magnétique présent dans l'onde, ainsi que des composantes de la polarisation du milieu, conduit à un groupe de 2 équations du second degré entre les quantités ν et $\varkappa$ qui représentent, ν l'indice de réfraction de l'onde et $\varkappa$ son coefficient d'extinction. Si l'on donne les indices 1 et 2 respectivement aux valeurs de ν et $\varkappa$ qui correspondent à des vibrations circulaire droite et circulaire gauche, ces équations donnent :

$$\varkappa_1 - \varkappa_2 = \frac{2\psi c}{nz},$$

$$\frac{\psi}{z\chi} = \frac{1}{2\pi c^2} \Sigma \frac{\gamma^2 e N \lambda_0^2 \nu^2}{(\nu^2 - \lambda_0^2 n^2) - \frac{\varkappa^2 \chi^2}{4\pi^2 c^2} \lambda_0^2 \nu^2} \quad (1) \qquad \gamma = \frac{e}{mc},$$

et, dans le cas d'une seule espèce d'électrons,

$$\varkappa_1 - \varkappa_2 = -\frac{16\pi \chi \gamma^2 c e N k n^2 F}{G_1^2 + 4k^2 n^2 \quad G_2^2 + 4k^2 n^2} \quad (2),$$

en posant $F = n_0^2 - n^2 - \omega \gamma c e N$,
$G_1 = F + \gamma \chi n$,
$G_2 = F - \gamma \chi n$,

χ étant l'intensité du champ magnétique, c la vitesse de la lumière dans le vide, e la charge d'un électron dont la vibration propre correspond à la longueur d'onde λ_0, N le nombre des électrons de cette sorte par cm³, z l'épaisseur traversée, et enfin ω une constante, dont Lorentz[1] a discuté la valeur et qui est toujours très voisine de $\frac{4}{3}\pi$.

Il semble que l'équation (1) pourrait être soumise à un contrôle expérimental analogue à celui qui est examiné dans l'autre mémoire de M. Natanson sur la polarisation dans les milieux naturellement actifs. Mais c'est sur les conséquences expérimentales de l'équation (2) que M. Natanson insiste dans le présent mémoire.

On sait que le signe du phénomène de Faraday, aussi bien que du phénomène de Zeeman, nous permet d'admettre qu'au moins *certaines* lignes spectrales, les raies D du sodium par exemple, sont dues à l'activité électromagnétique de corpuscules *négativement* chargés. Dans ce cas la valeur de γ est négative, et il résulte de la formule (2) que le signe de $\varkappa_1 - \varkappa_2$ dépend uniquement du signe de la grandeur F.

Or, si l'amplitude de la vibration rectiligne incidente est a_0, les amplitudes a_1 et a_2 des vibrations circulaires droite

1. *Arch. Neerland.* II 2 1899 291.
2. *Comptes Rendus*, **127**. 1898 548.
3. *Arch. Neerland.* II-10-1905 148.
4. *Phil. Mag.* VI 10 1905 498. VI 14 1907 145.
5. *Ann. de Phys.* 23 1907 758; 24 1907 597.
6. *Wiedemann's Ann.* 67 1899 545 68 1899 552.
7. Aether and Matter, Cambridge, 1900
8. *Lehrbuch der Optik*
9. Rapports Conz. Physique. 3 1900 150 — *Koni. Akad. Amsterdam Proceed.* 30 dec 1905

1. La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps en mouvement. Leyde, 1892 § 105 et 106.

et gauche transmises à travers l'épaisseur z du milieu sont :

$$a_1 = a_0 e^{\frac{-2\pi\alpha_1 z}{\lambda}} \qquad a_2 = a_0 e^{\frac{-2\pi\alpha_2 z}{\lambda}}.$$

Si donc on a

$$\lambda < \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{\omega \gamma c \varepsilon N}{n_0^2}}$$

on a $\qquad F < 0 \qquad \alpha_1 < \alpha_2 \qquad$ et $a_1 < a_2$.

Si au contraire

$$\lambda > \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{\omega \gamma c \varepsilon N}{n_0^2}}$$

on a $\qquad F > 0 \qquad \alpha_1 > \alpha_2 \qquad a_1 > a_2$.

Or, le calcul élémentaire sur les vibrations elliptiques, rappelé au début du mémoire, montre que le sens de la rotation sur l'ellipse émergente dépend uniquement du signe de $a_1^2 - a_2^2$. Il en résulte que, *de part et d'autre de la longueur d'onde*

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{\omega \gamma c \varepsilon N}{n_0^2}}$$

les sens de la vibration elliptique émergente sont opposés.

De plus, si l'on appelle a et b les axes de cette vibration on a :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b}{a} = \frac{1 - e^{\frac{2\pi(\alpha_1 - \alpha_2) z}{\lambda}}}{1 + e^{\frac{2\pi(\alpha_1 - \alpha_2) z}{\lambda}}} \qquad (3)$$

Si donc nous pouvons évaluer la grandeur du coefficient d'amortissement k, nous pourrons d'après l'équation (3) calculer $\frac{b}{a}$, en supposant à la longueur d'onde la même valeur sensiblement qu'au milieu de la ligne d'absorption. Et inversement, de la détermination exacte de $\frac{b}{a}$ dans ce cas, nous pouvons espérer obtenir d'importantes indications sur la nature et la grandeur de cette constante fondamentale, le coefficient de dissipation k. Louis Dunoyer.

Les spectres de fluorescence et de rotation magnétique de la vapeur de potassium. — R. W. Wood et Ts. Carter. (*Phys. Rev.*, 27-1908-107). — La fluorescence de la vapeur de potassium traversée par un faisceau intense de lumière blanche (arc ou soleil) a été découverte par Wiedemann et Schmidt[1], qui chauffaient le potassium dans un ballon de verre vidé. Le verre ordinaire noircit assez vite. Wood et Carter ont commencé par employer des ballons en verre dur de 5 à 10 cm de diamètre, soufflés au chalumeau oxhydrique. On fermait le ballon, après y avoir introduit un petit morceau de potassium, lorsque la pression n'était plus que de 1 mm de mercure environ.

Avec un spectrographe à deux prismes dont la fente était réglée de façon que les raies D fussent juste séparées, on a constaté que le spectre de fluorescence est formé, à première vue, de bandes à bords très nets du côté des courtes longueurs d'ondes et d'intensités décroissantes de l'autre côté. Ce spectre de fluorescence est presque entièrement compris entre 695 et 615 μμ.

En photographiant le spectre d'absorption avec le même appareil on a constaté qu'il semble être la contre-partie du spectre de fluorescence. Quand les deux photographies sont superposées, il semble que chaque bande sombre de l'un des spectres est sur une bande claire de l'autre.

1. *Wied. Ann.* 57-1896-447.

Pour examiner les choses avec plus de détail, il était nécessaire d'opérer sur une vapeur beaucoup plus dense. MM. Wood et Carter ont alors eu recours à l'emploi du tube d'acier qui a rendu tant de services dans l'étude de la vapeur de sodium. On prend un tube d'acier mince de 5 cm à 6 cm de diamètre et de 65 cm de long ; on y introduit le réservoir à potassium constitué par un morceau de tube un peu plus étroit fermé à ses deux extrémités par des plaques de fer brasé dans lesquelles sont pratiquées deux ouvertures ovales. On ferme les extrémités du grand tube avec des glaces de verre mastiquées et on fait le vide (1 mm) par un petit tube brasé latéralement. On chauffe en dessous du potassium avec un brûleur Bunsen dont on règle la flamme. On protège les mastiquages des glaces avec des tampons de coton trempant dans des seaux d'eau froide. La lumière de l'arc est concentrée sur une des ouvertures ovales dans une direction légèrement oblique ; on observe la fluorescence du même côté. La distillation du métal vers les parties froides du tube est assez lente pour permettre des poses de 2 à 5 heures.

Le spectre a pu ainsi être étudié et photographié avec un réseau plan et des lentilles de 36 pouces de foyer (spectre 5 fois plus étendu qu'avec les deux prismes). Une cinquantaine de lignes ont pu être mesurées à $\frac{1}{2}$ unité Angstrom près entre 6546 et 6767. Du côté des longueurs d'ondes courtes les bandes sont toutes de la même intensité, à peu près et également espacées. Entre 6415 et 6670 il y a 8 lignes très intenses qui sont de même à peu près également espacées ; elles se retrouvent dans le spectre de rotation magnétique et ont leurs correspondantes dans le spectre d'absorption. Dans la région des longueurs d'ondes plus grandes, le spectre consiste en groupes de lignes d'intensités sensiblement égales. Les lignes de ce spectre coïncident ligne par ligne avec des raies du spectre d'absorption, mais ce dernier spectre est beaucoup plus riche.

L'étude des relations entre la longueur d'onde excitatrice et les raies excitées a été commencée, d'abord avec un éclaireur monochromatique de Fuess, qui a donné trop peu d'intensité dans le spectre de fluorescence, puis avec la raie 6565 de l'arc au zinc (arc entre une électrode de charbon et un petit creuset contenant du zinc). Cette raie provoque une vive fluorescence qui donne avec le réseau une *série* de raies équidistantes, analogue à la série que provoque la raie 4800 du cadmium dans la vapeur de sodium[1].

Aucune indication de température n'est donnée. Les auteurs indiquent seulement que lorsqu'on chauffe le tube, les *têtes* des bandes d'absorption commencent les premières à apparaître, puis peu à peu tout le spectre, comptant une multitude de lignes fines.

Pour étudier le spectre de rotation magnétique on introduit suivant l'axe des bobines d'un électro-aimant un tube d'acier contenant du potassium et fermé par des glaces ; on chauffe puis on fait passer un faisceau de lumière parallèle à travers un nicol polariseur, le tube, et un nicol analyseur ; on amène les nicols à l'extinction, et on excite le champ. Un certain nombre de lignes brillantes apparaissent dans le rouge, en particulier les huit lignes intenses qui ont été signalées déjà dans le spectre de fluorescence et qui coïncident aussi avec les têtes des bandes d'absorption. Six de ces lignes forment une série avec équidistance égale à 30 A. environ.

Détail assez surprenant ; le chauffage électrique d'un tube de porcelaine paraît donner de moins bons résultats dans cette expérience que le tube d'acier chauffé avec une flamme.

1. Voir *Le Radium*, 5-1908-287.

La conclusion générale de cette intéressante étude, qui donne lieu, paraît-il, à des difficultés plus grandes que pour la vapeur de sodium, est l'analogie des phénomènes observés avec ceux qui ont été déjà découverts sur cette vapeur.

L. Dunoyer.

Sur la production de spectres de raies. — E. Goldstein (*Ann. Phys.*, 27-1908-775). — Si on met dans un tube à vide cylindrique (8 mm de diam.) des sels pulvérisés, de manière à recouvrir complètement le fil qui sert d'anode, placé à la partie inférieure du tube, la décharge ne passe pas par le chemin le plus court à travers la colonne de sel, même quand le vide est très avancé ; elle circule entre la paroi de verre et la couche de sel, sous la forme d'un trait de feu très fin ou d'une aigrette. Elle est donc visible sur tout son parcours.

Le trait de feu se creuse lui-même une sorte de tube capillaire dans lequel il passe, en même temps qu'il vaporise un peu de sel (tant qu'il ne s'agit pas de substances très peu volatiles). La *décharge ordinaire* donne, pour les sels alcalins, le *spectre d'arc du métal*, avec un éclat considérable. Il est bon d'opérer à une pression égale ou un peu inférieure à 1/10 mm de mercure, et de faire arriver la couche de sel jusqu'à 0,75 à 1,5 cm. au-dessus de l'anode. Si l'on veut bien fixer l'endroit où passe la décharge, il faut incliner légèrement les électrodes sur l'axe du tube.

Si l'on met dans le tube des sels fondus ou calcinés, on obtient par la *décharge oscillante* d'un condensateur avec micromètre à étincelles monté en parallèle avec le tube, le *spectre du métalloïde*. C'est ainsi qu'avec Na Cl, on peut produire un spectre du chlore plus riche que par aucune autre méthode, en particulier dans le rouge. On obtient de même les spectres du brome et de l'iode. Celui du soufre (que donne si difficilement la méthode de Plucker et Hittorff) s'obtient aisément par le sulfure de calcium calciné, celui du phosphore, par le phosphate de sodium, celui d'As et Sb par l'arséniate et l'antimoniate de sodium, celui du silicium par le fluosilicate de sodium. La décharge, au bout d'un certain temps, colore le verre à l'endroit que longe le trait de feu, de manière à gêner les observations ultérieures. L'auteur décrit des modèles de tubes qui ne présentent pas cet inconvénient.

Fig. 1.

Il suffit de quantités de sel extrêmement minimes pour produire pendant longtemps le spectre du métalloïde. On peut même observer ce spectre dans des parties du tube éloignées de la substance solide. Dans le tube de la figure 1, il suffit de recouvrir l'anode de bromure de potassium, et d'en mettre un peu dans le coude C, sans le boucher complètement, pour observer, quand passe la décharge dans le tube capillaire fixe visible en bout, un spectre très brillant du brome. L'auteur décrira dans un mémoire ultérieur les spectres qu'il a obtenus ainsi.

Dans le cas des sels *alcalino-terreux*, on n'observe le spectre du métal relativement peu volatile, qu'avec la décharge condensée, et dans des tubes très fins. Avec des tubes de 0,7 mm. et une bouteille de Leyde, l'éclat des décharges est suffisant, même à plusieurs mètres de distance. La lumière est blanche, avec un reflet rose pour le Ba et bleu pour le Sr. Les raies sont d'autant plus larges et diffuses, que la densité de courant est plus grande. L'auteur a observé ainsi un certain nombre de raies nouvelles surtout dans l'extrême rouge. Naturellement le spectre du métalloïde se superpose à celui du métal.

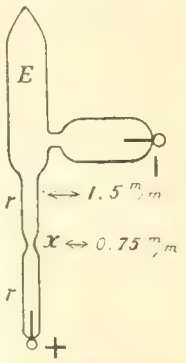


Fig. 2.

Si l'on n'a que peu de matière à sa disposition (quelques mmgr.) on peut placer un grain de sel fondu dans l'étranglement x du tube de la figure 2. Lorsqu'on fait passer la décharge, on voit, au-dessus du grain, une petite flamme très lumineuse de 1 mm. de long (pour une capacité de 25 cm³) et dirigée vers la cathode. Cette flamme est constituée par des vapeurs métalliques incandescentes. Si l'on projette l'image de x sur la fente d'un spectroscope, on obtient le spectre du métalloïde en raies très longues, qui traversent tout le champ ; les raies du métal, émises par la petite flamme, sont courtes et limitées au voisinage immédiat du grain, du côté de la cathode. Cette méthode pourra servir à étudier le spectre du radium. E. Bauer.

Remarques sur les séries dans les spectres de métaux alcalins. — Saunders (*Astrophysical Journal*, — 28-1908-71-74). — Bergmann a récemment annoncé avoir découvert de nouvelles raies dans le spectre du césium[1] : ces raies se répartissent entre les deux séries secondaires déjà connues et une série nouvelle que Runge pense être une nouvelle série principale. Ritz a déjà fait observer[2] que cela prêtait à objection attendu que les raies de cette nouvelle série sont également espacées dans l'échelle des fréquences.

Il en est ainsi du moins, d'après les mesures de Saunders[3], que Bergmann paraît ignorer. Saunders avait déjà montré que les paires de lignes de la première série secondaire sont en réalité des groupes de trois, et ce sont les plus faibles des lignes de ces groupes de trois qui fournissent des écarts de fréquence constants avec la raie de plus courte longueur d'onde de chaque groupe, tandis que l'écart des deux raies intenses de chaque groupe n'est pas constant. L'auteur donne le tableau des longueurs d'onde calculées d'après la formule de Rydberg (modifiée par M. Ritz) et des longueurs d'onde observées par lui ; l'accord est très satisfaisant, étant donné surtout que la formule en question ne contient que deux constantes arbitraires. A l'objection faite par Ritz à la manière de voir de Runge, on peut ajouter que dans les paires qui constituent la nouvelle série, la raie la plus intense de chaque paire est celle de plus grande longueur d'onde. C'est le contraire de ce qui se produit dans les séries principales et c'est caractéristique des séries secondaires.

On peut rapprocher la troisième série secondaire du césium de la troisième série secondaire découverte par Lenard dans le spectre du sodium et dans lequel Bergmann a découvert une nouvelle raie à 12680. Toutefois la représentation formulaire de cette série n'est pas encore satisfaisante.

Louis Dunoyer.

La rotation magnétique de la décharge électrique. — D. N. Mallik (*Phil. Mag.*, 16-1908-551-

1. Bergmann. Voir *Le Radium*, 5-1908-186.
2. Ritz. Voir *Le Radium*, 5-1908-187.
3. Saunders. *Astrophysical Journal*, 20-1907-188.

550). — La décharge dans un tube de de la Rive se présente, en général, sous trois aspects successifs. On observe d'abord un grand nombre de traits lumineux qui se rassemblent en une bande lumineuse quand on diminue la pression, et la décharge sous forme de bande devient stable pour une pression qui dépend de la force électromotrice : en continuant à diminuer la pression, cette bande s'élargit et finalement, la lueur emplit le tube.

La rotation n'a lieu que lorsque la décharge est en forme de bande, pour un intervalle de pressions qui dépend de la nature du gaz ou de la vapeur présents dans le tube, de la f.é.m. qui produit la décharge et de la distance entre les électrodes.

Les gaz peuvent être partagés en deux groupes eu égard aux lois de cette rotation :

1° Dans les gaz tels que l'air, H, N, N^2O, probablement tous les gaz simples et ceux qui ne se décomposent pas sous l'influence de la décharge, pour un certain intervalle de pression (dépendant de la distance des électrodes et de la f.é.m.) le rapport de la pression à la période de rotation est une constante qui, pour des gaz différents, est en raison inverse de la densité. Aux basses pressions, ce rapport décroît.

2° Dans les autres gaz, par exemple CO^2, SO^2, CCl^4, ce rapport augmente avec la pression et avec la densité du gaz.

Pour le premier groupe, la diff. de pot. est une fonction linéaire de la pression. Cette diff. de pot. augmente pour les deux groupes avec la densité du gaz, avec la pression, avec la distance entre les électrodes.

La théorie donnée par l'auteur conduit à une relation qui contient le produit des mobilités des ions. On trouve que ce produit décroît rapidement quand la densité du gaz augmente, il est indépendant de la distance des électrodes tant que la différence de potentiel est la même, mais il varie avec cette différence de potentiel. M. Moulin.

Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective. — Du Bois et Elias (*Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, **10**-1908-734). — Dans une note précédente[1] les auteurs avaient sommairement exposé le programme ou plutôt la matière de leurs recherches; elles consistent à étendre des expériences analogues à celles de J. Becquerel à toutes les séries d'éléments paramagnétiques que l'on rencontre dans la classification périodique alternant avec des séries moins magnétiques. Ils donnent dans le présent travail le compte rendu détaillé de leurs mesures sur les termes principaux des séries (3) et (5), savoir l'alun de chrome, le rubis (axe optique parallèle au champ, axe optique perpendiculaire au champ et dans ce cas spectre ordinaire et spectre extraordinaire), le sulfate de néodyme $(SO^4)^3Nd^2,8H^2O)$ et le sulfate de samarium $(SO^4)^3Sm^2,8H^2O)$.

D'une manière générale les bandes d'absorption deviennent de plus en plus fines quand la température s'abaisse (le rubis a été étudié de 200° à — 195°); elles se déplacent en même temps vers le violet; ce déplacement semble d'autant plus faible, que la longueur d'onde est plus courte, car par exemple la distance de deux bandes voisines examinées pour le rubis dans le rouge passe de 122,45 à — 18° à 122,58 à — 195°.

Sous l'action du champ magnétique les bandes s'élargissent ou se résolvent suivant l'intensité du champ, la température et aussi suivant les bandes. Les deux bandes du rubis dans le rouge sont particulièrement intéressantes; quand l'axe optique est parallèle au champ elles donnent l'une et l'autre un *triplet* (à — 195°); la ligne moyenne n'est polarisée ni circulairement, comme les deux lignes extrêmes, ni rectilignement, curieux phénomène qui donne à penser qu'on pourrait avoir affaire à un quadruplet incomplètement résolu. Quand l'axe est perpendiculaire au champ, les deux bandes fournissent dans le spectre ordinaire un *quadruplet* (pour un champ de 25000 gauss au moins) qui avait été pris d'abord pour un doublet; on vérifie d'une manière satisfaisante sur ce quadruplet la proportionnalité de l'écart des composantes au champ; dans le spectre extraordinaire les mêmes bandes fournissent encore un quadruplet visible à partir de 36000 g.

Les lignes moyennes des quadruplets sont toutes déplacées vers le violet de quelques centièmes de μμ; de même probablement, pour les triplets. C'est à rapprocher de ce qu'a trouvé récemment M. Zeeman pour les triplets de 5770 et 5791 du mercure[1].

Deux des principales bandes de l'alun de chrome et les deux bandes bleues du rubis (axe optique parallèle au champ) se dédoublent en deux composantes polarisées circulairement en sens *inverse* de l'effet Zeeman ordinaire.

Quelques indications sommaires sont données sur le dispositif expérimental qui utilise l'éclaireur monochromatique décrit dans une autre note et un réseau concave, ainsi que sur les précautions qui sont prises pour éviter les dépôts de givre sur les échantillons de cristaux à étudier. Louis Dunoyer.

Rayons positifs. — J. J. Thomson (*Phil. Mag.*, **16**-1908-657-691). — Série d'expériences sur les rayons positifs sur lesquelles nous ne donnerons ici que des indications sommaires, ne pouvant les décrire avec assez de détails, à cette place.

Les expériences ont d'abord porté sur les rayons émis par la cathode, dans le sens des rayons cathodiques et pour lesquels M. Villard avait trouvé une charge positive. Le tube est disposé de manière à pouvoir mesurer le $\frac{e}{m}$ et la vitesse de ces rayons, par la méthode déjà employée par l'auteur pour les Kanalstrahlen ordinaires. Les valeurs de $\frac{e}{m}$ sont de l'ordre de 10^4, que le tube contienne de l'air, de l'hydrogène ou de l'hélium. Les vitesses sont de l'ordre de 2.10^8 cm. par seconde. Il en est de même pour les rayons positifs émis par les cathodes creuses de Goldstein.

Les vitesses sont donc du même ordre que celle des rayons positifs qui ont traversé la cathode, bien que le champ électrique leur communique une accélération négative.

A l'aide d'un champ inverse, on peut, au voisinage de la cathode, retarder ou faire disparaître une partie des rayons positifs ordinaires, mais il en passe une autre partie avec la même vitesse qu'auparavant, ce qui est en accord avec l'hypothèse déjà faite par le professeur Thomson que les rayons positifs peuvent être sans charge pendant une partie de leur trajectoire et acquérir ultérieurement une charge par suite de leurs chocs contre les molécules du gaz. De plus, les anciennes expériences avaient montré que les Kanalstrahlen peuvent être chargés en partie négativement quand la pression du gaz n'est pas trop faible. L'accélération des rayons positifs émis par la cathode dans le sens des rayons cathodiques provient donc de ce que, pendant une partie de leur trajet, au voisinage de la cathode, les centres peuvent être déchargés par les corpuscules et même rechargés négativement; par suite de cette charge négative ils sont alors repoussés par la cathode; ils se chargent ensuite positivement à la suite de chocs contre les molécules du gaz.

1. Voir *le Radium*, 5-179-1908.

1. Voir *le Radium*, 5-1908.

L'auteur a également mesuré le $\frac{e}{m}$ des ions produits par les rayons cathodiques dans le même tube en accélérant ces ions par une différence de potentiel connue et en mesurant leur déviation magnétique par la variation de la charge reçue dans un cylindre de Faraday. Le tube étant rempli d'hydrogène on trouve pour une grande partie des ions une valeur de $\frac{e}{m}$ de l'ordre de 10^4; une faible proportion des ions ont un $\frac{e}{m}$ de l'ordre de 10^4 44 et 10^4 25, et doivent être des molécules d'oxygène et d'azote provenant de traces d'air dans le tube. Lorsque le tube est rempli d'oxygène (pression 0,009 millimètres de mercure), le spectre ne donnant aucune raie de l'hydrogène, la majorité des ions a une masse à peu près 25 fois plus grande que dans le cas précédent, cette masse est comparable à celle de la molécule d'oxygène. Les ions de $\frac{e}{m}$ égal à 10^4 qui forment la majorité des rayons positifs ordinaires ne figurent ici qu'en quantité trop faible pour pouvoir être décelés.

Quand le vide est convenable, on sait que l'on observe des rayons canaux dont la masse est celle de l'atome d'hydrogène, ou de l'atome d'hélium. On n'observe pas d'ions positifs de masse plus grande. Ceci pourrait provenir de ce que ces ions de grande masse prennent dans le même champ une vitesse moindre que les ions légers et comme la recombinaison entre ces ions et les corpuscules ne dépend sensiblement que de la vitesse de l'ion positif (à cause de la petitesse de la masse du corpuscule), les ions lourds seraient neutralisés d'abord et il ne passerait que les ions provenant des gaz les plus légers.

Il semble probable que les ions sont produits dans le gaz par les rayons cathodiques. L'auteur a montré récemment que les corpuscules produits par les rayons cathodiques ont une vitesse indépendante de la vitesse des rayons cathodiques primaires, de l'ordre de 40 volts, du même ordre que les rayons secondaires émis par les corps frappés par ces rayons. L'énergie ne leur serait donc pas communiquée par le corpuscule primaire. Il ne semble pas très vraisemblable que cette énergie provienne d'une explosion générale de l'atome provoquée par les corpuscules primaires. On peut admettre comme hypothèse destinée à guider les recherches que le corpuscule primaire provoque l'émission d'un doublet formé d'un centre positif de grande masse identique pour tous les atomes, accompagné d'un corpuscule en mouvement de rotation rapide autour de lui, et qui se laisserait ultérieurement. L'auteur a tenté quelques expériences dans le but de mettre ces doublets en évidence, mais qui demandent à être complétées. Les rayons positifs et les rayons α donneraient aussi des doublets analogues. M. Moulin.

Rayons positifs. — John Trowbridge. — (*Phil. Mag.*, 16 1908 697-702.) — Expériences entreprises pour mesurer la vitesse des rayons positifs à l'aide d'un circuit oscillant. Les effets observés étaient dus à des rayons cathodiques. Dans le tube employé, en déviant les rayons canaux à l'aide d'un électro-aimant, on observait une bande continue comme si un certain nombre des rayons étaient chargés négativement. En disposant un écran parallèle à la direction des rayons, on trouve que ce sont cependant des rayons positifs qui ont été déviés dans le bon sens, mais qui étaient émis obliquement. M. Moulin.

Sur les rayons positifs. I. — W. Wien (*Ann. der Phys.*, IV, 27 1908 1025-1042.) — Tandis qu'un faisceau de rayons cathodiques subit de la part d'un aimant une déviation uniforme, un faisceau de rayons canaux est *dispersé* par le champ magnétique : certains rayons ne sont pas déviés du tout ; la déviation maximum est celle que subiraient les ions atomiques positifs du gaz étudié, animés d'une vitesse correspondant à la chute de potentiel totale entre les électrodes.

Pour expliquer ces faits, deux hypothèses ont été mises en avant : Wien supposa que les rayons canaux sont formés de particules complexes, dues à l'association de plusieurs atomes. Stark et Mie pensèrent que les rayons perdent leur charge pendant une partie de leur parcours. Les expériences décrites dans ce mémoire, permettent de décider en faveur de la deuxième théorie ; elles donnent des renseignements précis sur la nature des rayons canaux et des centres d'émission de la lumière.

I. — 1° Wien place à 5 millimètres en arrière d'une cathode percée d'un trou par lequel passent des rayons canaux de l'hydrogène émis sous un potentiel de 9000 volts, une électrode percée également, et qu'on peut charger à un potentiel de — 28 000 volts, par rapport à la cathode. Le champ électrique produit ainsi en arrière de la cathode, arrêterait complètement les rayons canaux si les particules restaient chargées sur tout leur parcours. On vise obliquement, avec le collimateur d'un grand spectromètre, le faisceau de rayons canaux à sa sortie de la seconde électrode, et l'on mesure l'intensité de la raie Hβ déviée par l'effet Doppler. L'expérience montre que cette intensité n'est pas amoindrie d'une façon notable quand on établit le champ électrique en arrière de la cathode. Wien en con-

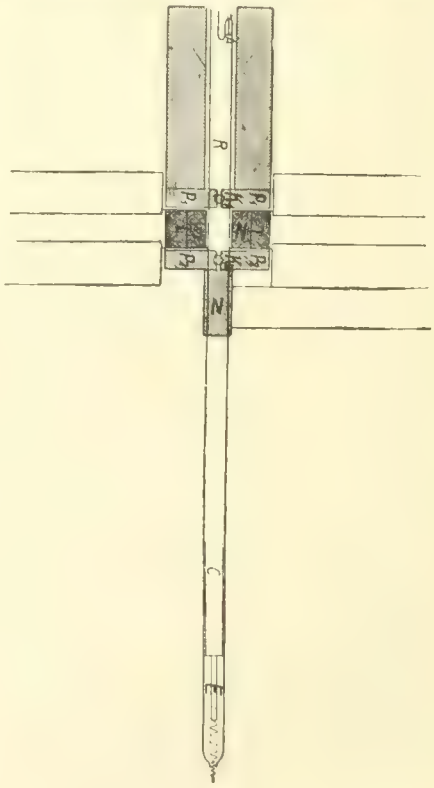


Fig. 1.

clut qu'une portion négligeable seulement des centres qui émettent la lumière est constituée par des atomes chargés positivement.

2° Le tube à rayons canaux R se trouve dans un cylindre

de fer formant écran magnétique (fig. 1); il possède une double cathode en fer K_1 K_2 percée d'un trou de 5 mm de diamètre. La distance de K_1 à K_2 est de 6 cm. Entre les deux cathodes viennent s'enchâsser les deux pôles N et S d'un électro-aimant puissant, qui produit dans la région intermédiaire un champ magnétique I.

En arrière de K_2 on établit, au moyen d'un deuxième électro-aimant, un champ magnétique II. P_1 et P_2 sont des écrans de fer doux. Le tube dont la longueur est 1 mètre, en arrière de K_2, contient un cylindre de Faraday c de 20 cmm de long, qu'on peut déplacer du dehors par un dispositif électromagnétique, et qui permet de mesurer les charges transportées par le faisceau de rayons canaux.

Des expériences qualitatives sur la tache de fluorescence des rayons canaux, et des expériences quantitatives sur la quantité d'électricité transportée, montrent que la déviabilité d'un faisceau de rayons canaux, sous l'influence du champ II, n'est pas modifiée quand on le soumet au préalable au champ I. Le tableau I donne le résumé d'une série d'expériences.

Substance	Déviations en nombre de divisions de l'échelle				Intensité du courant après affaiblissement au travers du champ magnétique II	
	Sous champ magnétique I	Champ magnétique I	Champ magnétique II	Champ magnétique I et II	sans champ magnétique I	avec champ magnétique I
Air	57	29	16	12	45 Proz	41
—	46	32	18	15	59	41
	16	10	5	5	51	59
Hydrogène	120	80	42	28	55	55
—	150	100	54	32	56	52 (Charges inégales)
—	155	110	48	32	51	59 (Charges égales)

Les conditions expérimentales (forme du tube, etc.) ont été variées. L'affaiblissement du courant par le champ I est indépendant de la distance parcourue par les rayons en arrière de la cathode.

Conclusion : « La dispersion des rayons par un champ magnétique est due à ce que les différents ions restent chargés pendant des longueurs différentes de leur parcours. *Les ions d'un faisceau de rayons canaux prennent d'eux-mêmes un certain état d'équilibre, dans lequel le rapport du nombre des particules chargées à celui des particules neutres est constant.* » Il se produit « *un phénomène de dissociation entre les atomes et les électrons.* »

H. Wien étudie ensuite la manière dont se comportent les rayons canaux dans un vide très élevé. L'appareil est

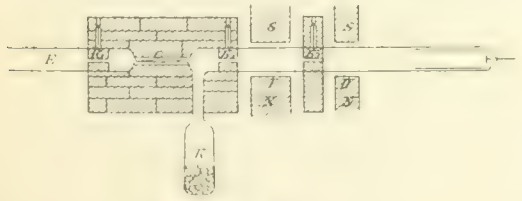


Fig. 2

représenté sur la figure 2. Les rayons canaux produits dans le tube E rempli d'air à une pression convenable, traversent la cathode percée K^1, puis le tube capillaire C, de 6 cm de long et 2 mm de diamètre. Ils pénètrent ensuite dans un tube plus large où se trouvent deux électrodes de fer perforées K_2 et K_3, et où le tube K rempli de charbon de noix de coco et plongé dans l'air liquide maintient un vide très élevé. On voit sur la figure les deux électro-aimants I et II, et le cylindre de Faraday. Il se produit à travers C, un courant très long de gaz qui est absorbé immédiatement par K. On remplace au fur et à mesure l'air perdu par E.

Les expériences confirment celles qui ont été décrites plus haut ; cependant, la déviabilité des rayons est très faible dans un vide élevé.

III. Wien mesure simultanément l'affaiblissement par un champ magnétique des quantités d'électricité transportées par un faisceau de rayons canaux, et celui de la quantité de lumière qu'ils émettent. Au voisinage de la cathode, les charges électriques diminuent notablement sous l'influence du champ, tandis que l'intensité lumineuse reste à peu près constante.

L'auteur a mesuré d'ailleurs soit l'intensité lumineuse totale, soit l'intensité d'une raie déviée par l'effet Doppler ; les résultats ont été les mêmes dans les deux cas. *Ce sont donc les rayons canaux peu déviables qui sont les véritables centres d'émission de la lumière....* Ces expériences ne permettent cependant pas encore de décider si l'émission de la lumière est due aux atomes neutres, ou aux atomes chargés pendant un temps très court. « Lorsqu'on s'éloigne de la cathode, la diminution de l'émission lumineuse sous l'influence du champ devient notable, et égale à celle des charges transportées. La distance où se produit ce phénomène croît avec la chute de potentiel. Wien explique cette diminution de la manière suivante : l'électro-aimant écarte du faisceau les particules déviables et peu lumineuses ; parmi les rayons qui continuent leur marche, l'état d'équilibre entre particules déviables et non déviables ne se rétablit pas aussitôt : il disparaît peu à peu un certain nombre de particules peu sensibles au champ magnétique et très lumineuses qui se transforment en rayons déviables et peu lumineux. Quand l'état d'équilibre est rétabli, l'affaiblissement par le champ de la lumière émise, et celui du courant transporté doivent être égaux.

E. Bauer.

Le spectre des rayons canaux dans l'hélium. **H. Gerdien** et **R. Holm** (*Ann. der Phys.*, IV, 27, 1908, 844-858). — Les tubes ordinaires à rayons canaux sont mal commodes pour l'étude du spectre des gaz rares, à cause de la pulvérisation des cathodes d'aluminium qui recouvre le verre d'une couche métallique très mince : les étincelles qui éclatent entre la cathode et ce dépôt conducteur percent bientôt la paroi. C'est pourquoi MM. Gerdien et Holm ont produit les rayons canaux de l'hélium (préparé à partir de la cleveite et purifié avec soin), dans un tube de quartz à cathode de platine. Ils purent ainsi faire passer pendant un temps considérable (jusqu'à 52 heures) des courants qui portaient la cathode au rouge. Les expériences se firent dans des conditions très variées de pression et de chute de potentiel.

Résultats : Les auteurs ne purent mettre en évidence et mesurer l'effet Doppler, que pour les trois raies 4471,6, 4020,5, 5 888,8 de l'hélium. Ce fait est dû probablement à la faible clarté des spectrographes utilisés. L'intensité de la raie déviée, ou « intensité totale » ne devient notable, dans le cas de l'hélium, que pour des chutes de potentiel, c'est-à-dire des vitesses bien plus grandes que dans le cas de l'hydrogène ; c'est ainsi que pour 4620 volts les raies déviées sont à peine indiquées sur la plaque photographique après 52 heures de pose. Les mesures se font bien sur des photogrammes obtenus sous 62 000 volts, après trois heures

et demie de pose ; mais, même pour cette chute de potentiel, l'intensité mobile est 100 fois plus faible que l'intensité au repos, alors que les deux intensités sont égales, pour l'hydrogène, avec une chute de 40.000 volts.

La courbe des intensités, en fonction de la longueur d'onde a une toute autre forme que dans le cas de l'hydro-

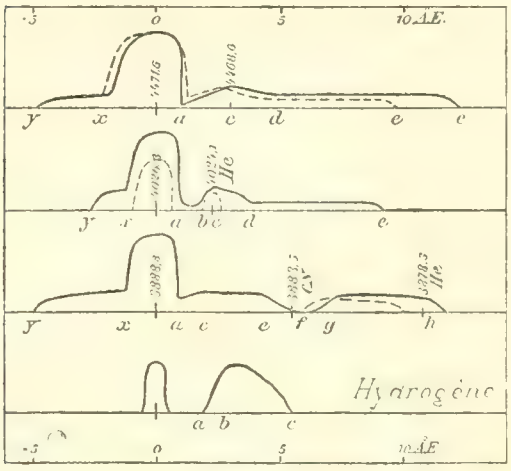


Fig. 1

gène (fig. 1). D'abord, une intensité notable *x*, *y*, fig. 1 est déviée en sens inverse de l'effet Doppler normal. Ce phénomène est dû aux rayons canaux réfléchis par leurs chocs sur la paroi ou plutôt sur les molécules du gaz. De plus, la raie déviée normalement est très large et diffuse, et n'est pas séparée de la raie non déviée, par un intervalle sombre, comme dans le cas de l'hydrogène. Le phénomène a la même allure pour les deux raies 4471,6 et 4026,5 qui appartiennent à la première série secondaire. L'intensité mobile de la raie 5888,8 (première série principale) se présente comme une double bande, coupée par un minimum net (*f*, fig. 1). Le rapport $\frac{e}{m}$ semble être le même pour les centres qui émettent les trois lignes. L'effet Doppler ne permet pas de le mesurer avec exactitude, car les chocs des ions contre les molécules diminuent beaucoup leur vitesse.

E. Bauer.

Sur le mouvement des ions. — E. Riecke (*Ann. der Phys.*, IV-27 1908 797-818). — Les recherches de Bragg et Rutherford ont montré que les particules α des corps radioactifs s'arrêtent dans l'air après un parcours caractéristique de chaque substance, lorsqu'elles ont atteint la vitesse critique de $0,82 \times 10^{9}$ cm sec.

Dans la première partie de son travail, purement théorique, Riecke fait une étude approchée du mouvement des ions α. Il admet que les particules subissent, à chacun de leurs chocs contre une molécule d'air, une impulsion retardatrice de grandeur donnée (en moyenne), quelle que soit la source radioactive qui les émet. Leur mouvement peut donc être considéré en moyenne comme uniformément retardé, c'est d'ailleurs ce qui avait été trouvé expérimentalement par Rutherford. Ces hypothèses donnent, par un calcul immédiat, la relation suivante entre la vitesse initiale q des particules et la longueur r de leur parcours.

$$\frac{q^2}{q_1^2} = \frac{1 + ar}{1 + ar_1} \times q_1 \text{ et } r_1 \text{ étant relatifs au radium C.}$$

Une relation de même forme a été trouvée par Rutherford avec $a = 0,80$. La force retardatrice due à l'action des molécules sur les ions α correspond à un champ de 510 000 V/cm.

Dans la deuxième partie du mémoire, l'auteur étudie de plus près l'action mutuelle d'un ion α et d'une molécule. Voici les hypothèses qui sont à la base de son calcul :

1° A grande distance la molécule agit sur la particule α comme un doublet constitué par deux charges atomiques ($e = 4,7 \times 10^{-10}$), dont l'écartement est égal au diamètre d'une molécule, $1,5 \times 18^{-8}$ cm. Ce doublet tourne constamment son pole négatif vers l'ion. La force qui se produit ainsi est en raison inverse du cube des distances.

2° Quand la distance mutuelle d de la molécule et de l'ion α devient inférieure au diamètre moléculaire, l'attraction tend à devenir égale à $\frac{e}{d^2}$ car la répulsion du pole positif du doublet relativement éloigné de l'ion, devient négligeable. L'auteur ne tient pas compte des actions d'origine non électrostatique. Il trouve ainsi, conformément à l'expérience que les particules α ont une trajectoire sensiblement rectiligne. D'autre part une molécule exerce sur la particule, au moment d'un choc, une action retardatrice qui varie en raison inverse du cube de la vitesse de celle-ci. L'hypothèse fondamentale de la première partie reste cependant vraie en moyenne. Enfin le calcul donne pour l'énergie qui est perdue par une particule au moment d'un choc et qui est communiquée à la molécule, une valeur $0,78 \times 10^{-11}$ de même ordre de grandeur que l'énergie d'ionisation $0,59 \times 10^{-11}$ mesurée par H.-A. Wilson.

E. Bauer.

Radiations secondaires Rontgen homogènes. — Charles G. Barkla et Charles A. Sadler (*Phil. Mag.*, 16-1908 550-584). — Des rayons secondaires de deux types distincts sont émis par les substances soumises à un faisceau de rayons X. On observe une radiation dispersée émise par les électrons soumis à l'influence des pulsations primaires et une radiation homogène caractéristique de la substance qui l'émet et dont la pénétration est indépendante de celle du faisceau primaire. Tous les effets des rayons X secondaires peuvent s'expliquer à l'aide de ces deux types de radiations.

Les résultats expérimentaux sont les suivants :

Les rayons dispersés constituent la partie principale du rayonnement des corps de poids atomiques compris entre l'hydrogène et le soufre. Ces rayons possèdent la même pénétration que les rayons primaires.

Ces rayons sont aussi émis par les substances de poids atomiques plus élevé, mais tant que le faisceau primaire n'est pas très doux, ils sont accompagnés de radiations homogènes (caractéristiques de la substance qui les émet) qui produisent une ionisation beaucoup plus grande.

Pour les éléments du groupe H-S, l'intensité du rayonnement dispersé par un atome est proportionnel à son poids atomique. Cette loi ne s'étend pas aux éléments de poids atomique plus élevé; pour quelques éléments tout au moins, l'intensité est plus grande que celle que donnerait cette loi.

La radiation dispersée pour quelques éléments dont la radiation homogène caractéristique est d'un type relativement pénétrant peut être obtenue sans mélange de rayons homogènes par l'emploi des rayons primaires moins pénétrants que ces rayons homogènes. Les rayons dispersés qui n'ont pas encore été isolés étaient accompagnés d'une radiation homogène plus facilement absorbable que la radiation primaire.

Tous les éléments de poids atomique supérieur à celui du soufre qui ont été examinés émettent une radiation secondaire homogène quand ils sont soumis à un faisceau primaire de rayons X de pouvoir pénétrant ordinaire (Cr,

Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Ag et d'autres corps qui ont été examinés plus rapidement).

Le pouvoir pénétrant de cette radiation homogène est indépendant de l'intensité ou du pouvoir pénétrant de la radiation primaire ; il est caractéristique de l'élément. Ce pouvoir pénétrant est une fonction périodique du poids atomique.

Le pouvoir ionisant de cette radiation et son énergie sont généralement beaucoup plus grands que ceux de la radiation dispersée. Les rayons homogènes sont plus facilement absorbables que les rayons primaires.

Dans tous les cas, quand les rayons primaires sont plus doux que la radiation caractéristique, cette radiation n'est pas émise. On peut donc admettre que les éléments du groupe H-S possèdent une radiation caractéristique qui est plus pénétrante que les rayons primaires employés.

L'intensité de la radiation secondaire homogène émise par le cuivre est, pour une variation considérable du pouvoir pénétrant des rayons primaires, proportionnelle à l'ionisation produite par les rayons primaires. Ceci n'est pas général et dans beaucoup de cas, probablement tous, la radiation homogène disparaît quand les rayons primaires deviennent plus absorbables.

L'intensité des rayons homogènes dans une direction donnée ne dépend pas d'une manière appréciable de la position du plan de polarisation des rayons primaires.

L'intensité de ces rayons est la même dans une direction opposée à celle de la propagation du faisceau primaire qu'à angle droit.

Ces rayons sont spécialement pénétrants pour l'élément qui les émet et à un degré moindre pour les éléments de poids atomique voisin.

La fraction des rayons homogènes émis par un élément (cuivre) qui est dispersée par l'air, est la même que pour les rayons primaires ; ces rayons tertiaires ont même pouvoir pénétrant que les rayons secondaires.

Ces rayons homogènes sont du type Röntgen ; ils doivent provenir d'un rayonnement des électrons provoqué par les rayons primaires, mais les forces élastiques en jeu doivent être indépendantes de la radiation primaire et ne dépendre que de l'atome.

Une radiation moins pénétrante que la radiation caractéristique d'un élément donné est moins absorbée par cet élément qu'une radiation plus pénétrante que la radiation caractéristique, qui provoque une émission secondaire plus intense.

Une pulsation Röntgen plus mince que celle qui correspond à la demi-période de vibration de l'électron dans l'atome doit déplacer cet électron de sa position d'équilibre et cet électron y revient en effectuant un certain nombre d'oscillations de période déterminée indépendante de la radiation primaire. Si au contraire l'épaisseur de la pulsation s'approche de la demi-longueur d'onde caractéristique du mouvement de l'électron, la force antagoniste fournie par l'atome entre en jeu avant la fin du passage de la pulsation, de sorte que l'énergie absorbée et l'énergie de la radiation ultérieure est plus faible. Quand cette pulsation est plus épaisse, l'électron est peu déplacé et se trouve ramené graduellement à sa position d'équilibre par la force antagoniste quand le champ électrique de la pulsation diminue ; il n'émet plus sa radiation caractéristique. M. Mouriu.

La qualité de l'ionisation secondaire due aux rayons β. — W. H. Bragg et J. P. V. Madsen. (*Phil. Mag.*, **16**-1908-692-697). — Les auteurs ont entrepris un certain nombre d'expériences sur les rayons β (radium) en mesurant l'ionisation produite entre deux demi-sphères concentriques, au centre desquelles est placé le radiateur. Si la demi-sphère intérieure est en aluminium très mince tendu sur une toile métallique, on retrouve les résultats de McClelland en fonction de la nature du radiateur ; mais si l'on augmente l'épaisseur de cet hémisphère à l'aide de feuilles d'étain, l'ionisation devient proportionnelle au poids atomique du radiateur.

On peut interpréter ces résultats soit en admettant que les rayons secondaires sont des rayons β dispersés et que les rayons β primaires sont hétérogènes, soit que ces rayons secondaires ont une vitesse plus faible que les rayons primaires et que la différence de vitesse est d'autant plus grande que le poids atomique du radiateur est plus faible. En expérimentant avec de l'uranium X et de l'actinium on trouve que la première hypothèse ne peut donner une interprétation complète de l'effet observé. La seconde hypothèse est conforme à ce que l'on sait pour les rayons cathodiques dispersés (Gehrcke) qui possèdent des vitesses variées inférieures à la vitesse des rayons cathodiques primaires.

L'étude de l'absorption des rayons secondaires montre que les substances de faible poids atomique donnent une plus grande proportion de rayons peu pénétrants. Quand on supprime la portion peu pénétrante des rayons β primaires, les rayons secondaires deviennent plus pénétrants.

L'étude de l'ionisation produite par la radiation secondaire dans une chambre d'ionisation de la forme ordinaire ne peut conduire à une détermination simple et précise de la nature de cette radiation. M. Mouriu.

Changements de couleur de certaines gemmes sous l'action des rayons cathodiques. — Hutchins (*Phys. Rev.*, **27** 1908-87). Un tube de verre droit est muni d'une cathode plate à une extrémité et au milieu d'un plateau en aluminium sur lequel on place le spécimen à étudier qu'on introduit par un tube latéral pourvu d'un rodage.

Fluorine. — Les variétés incolores et vertes se transforment rapidement en variétés violettes. Quand le vide est élevé et le courant faible, le changement pénètre profondément dans le minéral. Quand le vide est moins avancé ou le courant plus intense, la coloration superficielle est plus intense mais la modification moins profonde ; sous une couche qui présente le même aspect que si une solution de violet d'aniline avait séché sur le cristal, on le retrouve inaltéré.

Tourmaline. — Les cristaux roses deviennent vert foncé (durée de l'expérience, 20 minutes). Un autre fragment du même cristal n'est pas modifié par le chauffage. Le fragment devenu vert ne change pas dans l'acide nitrique bouillant.

Corindon. — Un morceau semi-transparent de corindon était partagé en trois fragments : l'un servant de témoin, un autre étant soumis au rayonnement pendant 5 minutes et le troisième pendant 20 minutes. La teinte générale était légèrement pourpre ; le fragment soumis au plus court traitement lui-même, a subi un pâlissement indiscutable. Le chauffage et l'ébullition dans l'acide nitrique n'ont produit aucun changement subséquent.

Cette action est à rapprocher de l'action récemment découverte de l'émanation du radium sur le corindon, et fait penser que bien des minéraux ont été colorés dans le sol par radioactivité.

On sait d'ailleurs que des morceaux de verre blanc se colorent fréquemment par suite d'un séjour prolongé à la surface de la terre, comme ils le feraient sous l'action du radium. Louis Dunoyer.

Expériences sur la formation de gaz dans les tubes à décharge. — R. W. Hirsch (*Phys. Z.*, [illegible]).

15-1908-602.). — L'auteur a établi précédemment la relation

$$p^2 V = \text{const.}$$

entre la pression et le potentiel explosif dans un tube à vide actionné par une machine à influence. Cette relation se vérifie bien quand le gaz que contient le tube est pur, elle n'est pas vraie pour les mélanges. Il a constaté aussi qu'avec des électrodes d'aluminium du commerce, renfermant du sodium, l'action de la décharge libère un gaz caractérisé par un produit $p^2 V$ constant, qui doit être pur par conséquent. Le présent travail est destiné à déterminer la nature de ce gaz. En le faisant passer sur l'oxyde de cuivre incandescent, la moitié environ était absorbée. Il en résulte que le gaz en question serait un mélange d'hydrogène et probablement de gaz carbonique et que contrairement à la loi ci-dessus un pareil mélange aurait un produit $p^2 V$ constant. Pour décider ce point on a étudié systématiquement la loi de variation du produit $p^2 V$ pour des mélanges en proportion variable d'hydrogène et de gaz carbonique. La courbe qui représente la loi des écarts de ce produit par rapport à sa valeur moyenne possède deux maxima dans les régions correspondant à de grandes teneurs de l'un ou l'autre constituant; entre ces maxima est un minimum bien marqué, correspondant à un mélange à parties à peu près égales. C'est ce mélange qui se forme spontanément sous l'action de la décharge, et on s'explique ainsi la constance approchée du produit $p^2 V$ trouvée précédemment. Rien de surprenant d'ailleurs à voir de l'aluminium souillé de sodium donner sous l'action de la décharge un mélange d'hydrogène et de gaz carbonique. Léon Bloch.

Radiations

Sur la théorie de l'absorption dans les gaz.

L. Bloch. (*Comptes rendus* **147**-1908-1284-1286.) — La théorie de la dispersion, sous la forme que lui a donnée Drude[1], suppose que les électrons (libres ou liés) sont soumis à une force de frottement dont le travail est égal à l'énergie absorbée. Le coefficient de frottement r est regardé comme constant (indépendant de la longueur d'onde).

Il est établi que, dans le cas des métaux (électrons libres), on arrive à une interprétation satisfaisante des forces de frottement en regardant l'absorption comme le résultat du choc des corpuscules contre les molécules du métal[2]. Seulement, le coefficient de frottement devient fonction de la longueur d'onde. A la conductibilité spécifique σ_∞ valable pour les courants continus, il faut substituer la conductibilité σ, relative à la période T[3].

Si l'on veut étendre au cas des gaz (électrons liés) les considérations cinétiques qui semblent réussir dans le cas des métaux, on se représentera chaque molécule gazeuse comme formée d'un électron gravitant autour d'un centre positif. Pendant le temps qui sépare deux chocs, la molécule accumule de la force vive relative, en quantité égale au travail relatif fourni par la force électrique alternative de l'onde. Par l'effet des chocs, la force vive moyenne accumulée de la sorte est, en vertu du principe d'équipartition, répartie uniformément entre les divers degrés de liberté du système, il y a élévation de température du gaz. Nous allons montrer que cette conception conduit à envisager le coefficient de frottement comme variable avec la longueur d'onde.

Un calcul de ce genre a déjà été indiqué par Walker[1] et effectué par H. A. Lorentz dans un important mémoire sur l'absorption et l'émission des corps gazeux[2]. Nous gardons les hypothèses simples de Walker sur la structure des molécules gazeuses, sur la petitesse des excentricités et des perturbations des orbites. Les résultats obtenus demeureront vrais jusqu'au voisinage tout à fait immédiat de la résonance. Nous maintenons aussi les hypothèses de Lorentz, savoir qu'en l'absence d'onde les valeurs de l'élongation et de la vitesse après un choc sont réparties au hasard, et qu'en présence de l'onde l'effet moyen des chocs est de redonner précisément la même répartition. Notre calcul se sépare de celui de Lorentz en ce que nous n'employons pas la polarisation moyenne (qui n'intervient pas directement dans la théorie), mais le courant de déplacement moyen.

En calculant la force vive moyenne absorbée par le gaz pendant 1 seconde et l'égalant à l'énergie dissipée pendant le même temps d'après le théorème de Poynting, on obtient aisément le coefficient d'absorption α et par suite le coefficient de frottement r. Le résultat est le suivant : soient m_1, m_2, e, les masses et la charge de l'électron et du centre positif; t_1 le temps du libre parcours des molécules du gaz, n_0 la fréquence propre de vibration, n la fréquence de l'onde étudiée. Le gaz se comporte, sous l'effet des chocs, comme s'il se composait de particules chargées (d'une seule espèce) possédant une masse m définie par la relation

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)$$

et un coefficient de frottement[3]

$$(1) \qquad r = \frac{m'}{t_1}\left(1 + \frac{n_0^2}{n^2}\right) \qquad (m' = 2m : e^2).$$

Ce coefficient est fonction de la longueur d'onde comme le coefficient analogue σ, qui intervient dans la théorie des métaux. Il est d'autant plus grand que la période propre est plus éloignée dans l'ultra-violet et qu'on étudie des longueurs d'onde plus grandes. Dans le cas de la résonance ($n^2 = n_0^2$), on trouve

$$(2) \qquad r = \frac{2m'}{t_1}.$$

C'est l'expression qui convient au cas des métaux pour λ infini, lorsqu'on remplace t_1 par la valeur t_2 appropriée à ce cas[4]. C'est aussi la formule que donne le calcul de Lorentz.

Il est difficile, en l'absence de données expérimentales, de chercher une vérification des formules (1) ou (2). En s'appuyant sur un résultat d'Angstrom, Lorentz a essayé de montrer que la formule (2) conduit à une valeur de t_1 beaucoup plus faible que la valeur fournie par la théorie cinétique des gaz. Des expériences récentes de J. Becquerel suggèrent pourtant l'idée que le paramètre t_1, intervenant dans les formules, est bien le temps du libre parcours des molécules. Ces expériences, relatives au phénomène de Zeeman dans les cristaux, ont montré que le coefficient de

1. P. Drude, *Lehrbuch d. Optik*, 2e édition, p. 522 et suiv.
2. L. Bloch, *Libre parcours et nombres des électrons dans les métaux*, *Comptes rendus*, novembre 1907.
3. *Cf.* J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, août 1907.

1. G. Walker, *On the Theory of refraction in gases*, *Phil. Mag.*, 6-1905.
2. H.-A. Lorentz, *Proceed. Amsterdam.*, **8**-2-1905.
3. Le résultat ne prend cette forme simple que si l'on néglige 1 devant $n^2 : n_0^2$, ce qui est légitime lorsqu'on attribue à t_1 la valeur exigée par la théorie cinétique des gaz.
4. *Cf.* L. Bloch, *loc. cit.*

frottement r varie très sensiblement *comme la racine carrée de la température absolue*[1]. Si nous admettons les formules (1) et (2) avec la valeur de t_1 donnée par la théorie cinétique, on peut prévoir que la loi énoncée doit être vraie dans le cas des gaz. (*Reproduction.*)

Sur les principes de l'électrodynamique et la théorie du corps noir. — **W. Ritz** (*Phys. Zeitschr.*, **9** 1908 905 907). — On sait que Lorentz et Jeans ont déduit de l'électrodynamique classique une loi du rayonnement différente de la loi de Planck, et par suite incompatible avec l'expérience, sauf pour les longueurs d'onde très grandes. E. Ritz trouve l'explication de ce désaccord dans des considérations extrêmement générales, se rattachant à l'hypothèse si personnelle qu'il a développée ailleurs. Nous ne pouvons que renvoyer le lecteur à ce mémoire[2].

Léon Bloch.

Sur la pression de la lumière. — **L. de la Rive.** (*Soc. de Phys. et d'Hist. nat. de Genève*, 1er octobre 1908). — En 1872, Maxwell a établi pour la valeur de la pression de radiation la formule suivante :

$$p = \frac{E}{v} = 1 + \rho$$

p désigne la pression, E l'énergie transmise, ρ le pouvoir réfléchissant de la surface, v la vitesse de transmission de la lumière. Lebedew à Moscou et Nichols et Hull en Amérique ont vérifié expérimentalement cette formule. L'expérience est délicate à cause des actions radiométriques dont il faut se mettre à l'abri. Un faisceau de lumière parallèle provenant d'un arc électrique tombe sur un disque fixé à l'extrémité de la tige d'une balance de torsion placée sous une cloche cylindrique dans laquelle on fait le vide. La déviation mesurée donne la pression, si on connaît les constantes de la balance. L'énergie E est déduite de l'élévation de température d'un calorimètre présentant la même surface que le disque. Le pouvoir réflecteur est mesuré par des observations spéciales. On élimine les actions radiométriques soit en poussant le vide dans la cloche aussi loin que possible, en employant un disque de grande conductibilité calorifique, soit en expérimentant sous diverses pressions gazeuses et constatant que la pression de la lumière agit instantanément, alors que la pression du gaz croît à partir de zéro pendant plusieurs minutes.

Les expériences sont résumées dans le tableau suivant :

Expérimentateurs	Pression observée en dynes.	Pression calculée en dynes.	Ecart en pour cent	Surface frappée
Lebedew . . .	0,0000408	0,0000258	19	Disque noirci.
Nicholls et Hull.	0,000105	0,000154	20	Disque argenté

Théoriquement, la pression pour le rayonnement solaire à la surface de la terre est de 4 mmgr. par m. carré ; le rapport de la pression au poids est environ 1 20 000.

G. D.

Formule générale des pouvoirs dispersif et résolvant. — **L. P. Sieg** (*Phys. Rev.*, **27**-1908-61). — Habituellement dans les traités d'optique on calcule le pouvoir résolvant des prismes ou des réseaux par la méthode de Rayleigh, et celui du spectroscope à échelon en suivant le raisonnement de Michelson. Une même méthode simple permet d'obtenir les trois résultats.

Soit ABC une onde plane (fig. 1), BCDE la section droite d'un parallélépipède d'indice ν, HE' une onde diffractée.

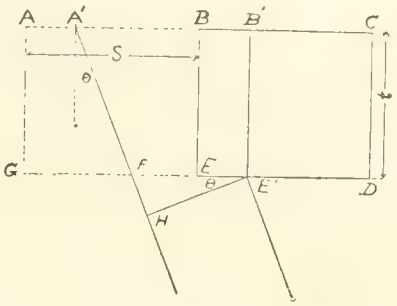


Fig. 1.

S'il y a entre H et E' une différence de phase $2h\pi$ (h entier) les points A' et B' sont correspondants.

Soit s leur distance ; on suppose $AB = BC = s$; soit $CD = t$. Il est facile de voir que l'on a :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{h}{s} = \frac{t}{s}\frac{d\nu}{d\lambda}$$

Cette formule s'applique au cas où l'on aurait un empilement en échelon de prismes BCDE.

On déduit de là les formules connues pour les pouvoirs dispersifs :

réseau $\qquad \frac{d\theta}{d\lambda} = h\,n.$

(n nombre de traits par unités de longueur).

prisme $\qquad \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{T}{e}\frac{d\nu}{d\lambda}$

(T épaisseur du prisme à la base, e largeur totale du faisceau incident).

échelon $\qquad \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{t}{s\lambda}\left(\nu - 1 - \lambda\frac{d\nu}{d\lambda}\right)$

On calcule les pouvoirs résolvants $\frac{\lambda}{d\lambda}$ en donnant à d sa valeur maxima $\frac{\lambda}{e}$ (pour un faisceau tombant sur une fente rectangulaire) ; on obtient ainsi

réseau $\qquad \frac{\lambda}{d\lambda} = h\,p$ (p nombre total des traits).

prisme $\qquad \frac{\lambda}{d\lambda} = T\frac{d\nu}{d\lambda}$

échelon $\qquad \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{p\,t}{\lambda}\left(\nu - 1 - \lambda\frac{d\nu}{d\lambda}\right)$

(p nombre total des glaces superposées).

L. Dunoyer.

Actions chimiques de la lumière. — **G. Ciamician et P. Silber** (*Rend. Acc. Lincei*, **9**-576). — Suite des études publiées par les auteurs sur l'hydrolyse de cétones cycliques saturées sous l'influence de la lumière. L. B.

Action des rayons de Röntgen sur la résistance électrique du sélénium — **G. Athanasiadis.**

1. J. Becquerel, *Le Radium*, 4 1907 528 559.
2. V. W. Ritz, *Ann. Chim. Phys.* février 1908.

(*Ann. der Phys.* IV, 27 1908-890 896). L'auteur construit les courbes obtenues en portant en ordonnées les distances d'une plaque de sélénium à l'anticathode d'un tube de Crookes constant et en abscisses les résistances électriques de la plaque. Les courbes ont exactement la même allure que dans le cas de la lumière ordinaire. On en conclut que l'intensité des rayons de Rontgen émis par un tube donné varie en raison inverse du carré des distances à l'anticathode. Cette loi avait déjà été trouvée par Meslin et Boiti en 1896, par une méthode radiométrique.

Une plaque de sélénium constitue un appareil de mesure de l'intensité des rayons de Rontgen et peut servir dans la pratique. E. Bauer.

Phosphorescence

Sur la loi de l'optimum des phosphorescences cathodiques des systèmes binaires. — G. Urbain (*Comptes rendus*, **147**-1908-1472-1475). — Il était hors de doute, après les travaux déjà anciens de M. de Boisbaudran et aussi de M. Verneuil, que la phosphorescence est une propriété des dissolutions solides diluées. Nous avons montré, M. Bruninghaus et moi, par des expériences directes, que de tels mélanges, dans lesquels on fait varier progressivement les proportions relatives des constituants, admettent un optimum de phosphorescence cathodique quand on les bombarde tous de la même manière.

Nous n'avions fait ces expériences que dans un but de démonstration afin de mettre en évidence la loi du phénomène devant un auditoire nombreux, car cette loi pouvait être aisément déduite des expériences, peut-être moins frappantes, mais très nettes de nos devanciers. Cependant, plusieurs auteurs, qui ont repris la question après nous, nous ont entièrement attribué cette loi de l'optimum.

Il serait plus juste d'en attribuer la découverte à M. Lecoq de Boisbaudran, qui, s'il ne l'a pas énoncée en propres termes, en a fait du moins, pendant une dizaine d'années de recherches ininterrompues sur la phosphorescence cathodique, un usage constant.

Dans l'étude très étendue que j'ai faite dans ces dernières années de la phosphorescence cathodique, je me suis surtout proposé de dissiper les obscurités qu'une observation superficielle des spectres de phosphorescence des terres rares avait introduites dans l'histoire de ces éléments, et j'ai décrit dans une série de Notes antérieures les expériences qui m'ont permis de préciser la véritable nature des méta-éléments et des éléments phosphorescents de Sir W. Crookes.

Je rassemblerai dans cette Note les résultats généraux qui se dégagent de l'ensemble de ces expériences particulières :

1° Ainsi que M. Lecoq de Boisbaudran l'a soutenu contradictoirement avec Sir W. Crookes, les corps purs n'ont pas de phosphorescence sensible.

Les phosphorescences vives résultent toujours du mélange d'au moins deux corps : l'un sert de phosphorogène, l'autre de diluant.

2° Dans un système phosphorescent binaire, l'optimum de phosphorescence correspond toujours à de faibles quantités de phosphorogène. Dans les mélanges de terres rares pures et de chaux, cet optimum, toujours assez étendu, correspond à des teneurs en terre rare de l'ordre du centième.

3° La loi de l'optimum est générale : elle est aussi bien applicable aux corps usuels qu'aux terres rares ;

4° La coloration de la phosphorescence ainsi que son spectre peuvent varier avec le degré de dilution du phosphorogène. Ce phénomène est analogue à celui des raies ultimes observé par M. de Gramont avec les spectres d'étincelle.

5° Avec des préparations faites avec des corps purs, satisfaisant en toute rigueur aux définitions de l'élément ou du corps simple (terme ultime auquel parvient l'analyse (Lavoisier)), on peut reproduire les profondes variations spectrales observées dans les mélanges intermédiaires que donnent les fractionnements des terres rares.

De telles variations ne prouvent donc aucunement que le fractionnement a scindé un corps simple en plusieurs constituants.

6° La loi de l'optimum prend un sens beaucoup plus précis si, au lieu de l'appliquer aux phosphorescences globales, on l'applique isolément à chaque radiation dont l'ensemble compose le spectre.

L'énoncé correct de cette loi est le suivant :

Dans tout système phosphorescent binaire, dont on fait varier les teneurs relatives en phosphorogène et en diluant, on constate :

1° Que chaque bande de phosphorescence passe par un optimum ;

2° Que les optima des différentes bandes ne coïncident pas nécessairement, bien qu'ils correspondent toujours à des proportions relativement faibles du phosphorogène.

Les faits observés par M. de Gramont me paraissent dépendre d'une loi analogue. (*Reproduction.*)

Études sur la phosphorescence de courte durée. — Chan. W. Waggener (*Phys. Rev.*, **27**-1908-209-222). — Les expériences en question portent sur des mélanges constitués par un sel de manganèse, en l'espèce le sulfate SO^4Mn, un sel inactif ($ZnCl^2$, $CdCl^2$, Na^2Cd, Na^2Zn) et un diluant tel que le silicate de soude. On dissout le sulfate de manganèse dans l'eau (1 pour 100 au plus), on ajoute à la solution une solution du sel inactif, chlorure de zinc par exemple, et on porte le tout à l'ébullition. On ajoute un égal volume de silicate de soude et on évapore à siccité. Pour obtenir une phosphorescence brillante il faut ensuite chauffer le produit au rouge vif pendant plusieurs heures. Tous les composés étudiés ont une phosphorescence très courte.

Il était intéressant, en effet, de voir si les résultats obtenus par Nichols et Merritt[1] qui employaient des produits dont la phosphorescence décroissait lentement, sont applicables à la phosphorescence de décroissance très rapide. On sait que les courbes obtenues par eux, en prenant en abscisses les temps écoulés depuis la fin de l'excitation, et en ordonnées l'inverse de la racine carrée de l'intensité, se composaient de deux parties rectilignes se raccordant l'une à l'autre. De plus, l'action des rayons infra-rouges augmentait notablement la vitesse de décroissance initiale.

L'appareil consiste en un disque percé d'un trou ; pour une position convenable du disque, ce trou laisse la lumière, issue d'une étincelle entre électrodes de fer, tomber sur l'échantillon, étendu en poudre sur un morceau de carton. Le disque est monté sur un arbre creux qui permet de lui donner un mouvement de rotation rapide. L'extrémité de l'arbre porte un miroir à 45° de son axe ; ce miroir renvoie dans le spectrophotomètre la lumière émise par l'écran phosphorescent. En faisant tourner le miroir autour de l'axe d'un angle convenable, on peut faire arriver dans le spectrophotomètre la lumière émise un certain temps après la fin de l'excitation. On peut étudier ainsi la phosphorescence de millième en millième de seconde à partir de

1. *Phys. Rev.*, **21** 1905-247 ; **22** 1906-279.

la fin de l'excitation et jusqu'à ce qu'elle soit trop faible pour donner lieu à une mesure précise d'intensité (quelques centièmes de seconde). L'intensité est mesurée, dans le spectrophotomètre, par comparaison avec une lampe à incandescence.

Les résultats obtenus sont les suivants :

1° La courbe de décroissance construite en prenant en ordonnées les valeurs de $I^{-\frac{1}{2}}$ et en abscisses les valeurs correspondantes de t se compose de deux lignes droites se raccordant l'une à l'autre. A ce point de vue les composés à phosphorescence longue et ceux à phosphorescence courte paraissent se comporter de même.

2° La transition de la fluorescence à la phosphorescence est continue, l'intensité de la lumière émise par fluorescence fournit un point qui se place parfaitement au début de la courbe de phosphorescence ;

3° La forme de la courbe de décroissance et surtout les valeurs absolues de l'intensité dépendent de la durée de l'excitation ;

4° Un chauffage au rouge de la substance modifie à la fois les intensités de phosphorescence et la vitesse de décroissance ;

5° Les rayons infra-rouges paraissent n'avoir qu'une action très faible et douteuse sur les substances à phosphorescence courte ;

6° Le spectre de phosphorescence des corps étudiés se compose d'une seule bande dans le jaune vert. On a cherché à voir si la loi de décroissance était la même pour les différentes longueurs d'onde émises. La figure 1 représente la répartition des intensités dans le spectre à des époques différentes après l'excitation. On n'y peut relever aucun déplacement du maximum.

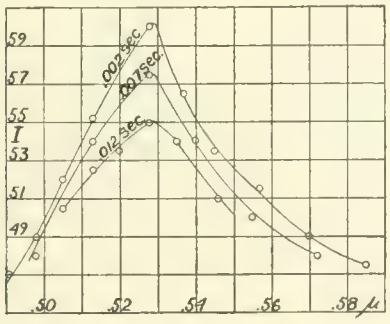


Fig. 1.

Louis Dunoyer.

Ionisation

Contribution à la théorie de la conductibilité des gaz. — Leonhard Heis (*Phys. Zeitsch.*, 9-1908-621.). — Il s'agit des équations classiques de J.-J. Thomson relatives au mouvement des ions dans un champ électrique. On sait que les équations n'ont pas la forme linéaire et n'ont pu être intégrées jusqu'ici. Langevin les a mises sous une forme simplifiée d'où il tire des résultats intéressants. Heis en donne une solution approchée dans le cas, intéressant pour la pratique, où le condensateur est plan, sphérique ou cylindrique. Cette solution peut s'étendre au cas plus général où l'on connaît *a priori* la distribution des lignes de force. Elle repose sur l'approximation, presque toujours légitime, que le champ est constant à une certaine distance des électrodes. Heis se réserve de la compléter en tenant compte de la correction de diffusion et d'en tirer des résultats pratiques pour l'étude du champ terrestre.

Léon Bloch.

Sur la recombinaison des ions gazeux. — G. Rumelin (*Phys. Zeitschr.*, 9-1908-65). — Comme l'a montré Rutherford, la période d'établissement du courant dans un gaz ionisé avec une intensité q est régie par l'équation

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 \qquad (1)$$

dont l'intégrale est

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \frac{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t} - 1}{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t} + 1} \qquad (2)$$

Si on laisse les ions s'accumuler pendant le temps t_1, puis qu'on applique pendant le temps t_2 une différence de potentiel saturante, la quantité d'électricité extraite par cmc. du gaz sera

$$E = e\left[\sqrt{\frac{q}{\alpha}} \cdot \frac{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t_1} - 1}{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t_1} + 1} + q\,t_2\right] \qquad (3)$$

et en variant t_1 ou t_2 on pourra avec cette formule, calculer α lorsqu'on aura mesuré E.

Rumelin a trouvé avantageux de maintenir constant le rapport $\frac{t_1}{t_2}$ en se servant d'un disque tournant muni de sections pour la commutation. Et appelant s la fréquence γ le rapport $\frac{t_2}{t_1 + t_2}$, et posant

$$x = \frac{s}{2(1-\gamma)}\sqrt{q\alpha} \qquad (4)$$

la formule (3) se transforme en

$$\frac{\frac{1}{\gamma} - 1}{2(1-\gamma)} \cdot \frac{e^{\frac{1}{x}} - 1}{e^{\frac{1}{x}} + 1} \qquad (5)$$

Pour λ petit, le second membre se réduit à x, et l'on doit avoir simplement

$$\frac{1}{\gamma} - 1 = \frac{s}{\sqrt{q\alpha}} \qquad (6)$$

Pour l'application correcte de cette méthode, il faut compenser les différences de potentiel de contact et les charges induites par influence à la commutation.

Des mesures ont été faites avec les rayons α du radium, avec les rayons pénétrants issus de la même source, et avec les rayons α de l'uranium.

Les courbes obtenues n'ont que grossièrement la forme prévue par la théorie. Elles sont toutes situées au-dessous des courbes théoriques. Les valeurs de $\frac{\alpha}{e}$ qu'elles fournissent sont les suivantes :

Ra Br$_2$ (rayons α)	$\frac{\alpha}{e}$: 4 240
— (rayons β et γ)	5 820
Oxyde d'uranium (rayons α)	12 100

Le premier de ces nombres est en bon accord avec celui de Retschinsky (4140), mais les autres sont peu satisfaisants. Peut-être le désaccord a-t-il sa cause dans l'influence des gros ions ou de la recombinaison initale.

Léon Bloch.

La charge spécifique des ions émis par les corps chauds. — O. W. Richardson. — (*Phil. Mag.*, **16**-1908 740). Le rapport e/m relatif aux particules positives émises par un fil de fer chauffé dans une atmosphère d'oxygène à basse pression a été mesurée par J. J. Thomson[1]. La valeur qu'il a trouvée $e/m = 100$ est à peu près celle qu'on aurait si les particules étaient des atomes de fer, portant une charge égale à celle d'un atome d'hydrogène dans l'électrolyse.

Dans le présent travail, Richardson mesure le même rapport pour divers corps chauds, avec autant de précision que possible.

Méthode expérimentale. — On mesure la déviation, sous l'influence d'un champ magnétique, de la trajectoire des particules positives émises par un corps chaud, et se mouvant dans un champ électrique uniforme. L'appareil, placé dans un vide aussi parfait que possible, est constitué par deux plans parallèles indéfinis coupés chacun par une fente rectiligne étroite; ces deux coupures sont parallèles. Dans la fente de l'un des plans, qui est fixe, se trouve une bande étroite de métal qui émet des charges positives lorsqu'elle est chauffée par un courant électrique. Les deux moitiés du plan et la bande sont réunies au pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs dont le pôle positif est au sol.

L'autre plan est mobile parallèlement à lui-même, dans une direction perpendiculaire à la coupure. On maintient toujours son potentiel au voisinage de celui du sol.

Dans une première série d'expériences les deux moitiés de ce plan sont chacune en communication avec les deux paires de quadrants d'un électromètre. On détermine la position de la coupure pour laquelle l'aiguille chargée reste au zéro lorsqu'on isole les quadrants, c'est-à-dire pour laquelle les deux moitiés du plan reçoivent le même nombre d'ions.

Lorsque le champ magnétique est nul, ceci a lieu lorsque la coupure du plateau mobile se trouve en face de la bande métallique chauffée. Lorsque l'appareil est dans le champ d'un électroaimant il faut, pour retrouver le zéro, déplacer l'armature mobile d'une longueur qui mesure la déviation, par le champ, des ions positifs émis normalement aux plans. Cette déviation permet de calculer e/m.

Dans une deuxième série de mesures, on réunit les deux parties du plan mobile et on place une électrode dans la coupure. On mesure simultanément les quantités d'électricité reçues par l'électrode et par le reste de l'armature mobile; on construit les courbes obtenues en portant en abscisses le rapport de ces quantités, et en ordonnées les positions de la coupure, d'abord en l'absence, ensuite en présence du champ magnétique. La distance des maxima des deux courbes donne la déviation des ions. La déformation des courbes sous l'influence du champ, permet de décider si les ions forment un faisceau homogène.

L'appareil, construit avec un grand soin, est placé dans un cylindre de verre, situé au sommet d'un tube barométrique.

Le plan mobile est mis sur un petit chariot que des ressorts appuient constamment sur une tige de laiton. Cette tige descend dans le tube barométrique, se visse dans un tube de cuivre formant écrou fixe, traverse la colonne de mercure, s'engage dans un tube de caoutchouc épais placé au bas du tube barométrique pour se terminer dans l'atmosphère extérieure par un tambour micrométrique. On peut ainsi faire tourner du dehors, et déplacer le plan mobile d'une longueur connue, sans faire pénétrer d'air dans l'appareil.

1. J.-J. Thomson. *Conduc. Elec. through Gases*, 2 ed p. 148

Les champs magnétiques varient de 1000 à 5000 gauss.

Résultats. — Les sources d'ions positifs ont été une bande de platine chauffée et un filament de charbon. Dans les deux cas les ions émis forment un faisceau homogène. Le rapport e/m mesuré est de 271 pour le platine et 280 pour le carbone. Dans le cas du platine, il semble que la nature des ions change à mesure que la durée de chauffe augmente : le rapport e/m diminue avec le temps. Si l'on admet que la charge e est la charge d'un atome d'hydrogène dans l'électrolyse, la masse atomique $\frac{m}{H}$ de ces ions (H étant la masse d'un atome d'hydrogène), est égale à 57,4 pour le platine et à 54,8 pour le carbone. La précision ne dépasse pas 20 pour 100.

La même méthode appliquée aux ions négatifs donne $e/m = 1,49 \times 10^7$ et $1,45 \times 10^7$. Ces nombres sont inférieurs à celui de Kaufmann : $1,88 \times 10^7$. Cette différence est due à ce que la forme de l'appareil n'est pas parfaite; il s'écarte légèrement de la forme théorique de deux plans parallèles indéfinis. M. Richardson corrige au moyen des données sur les électrons négatifs, les nombres obtenus pour les charges positives, et admet finalement :

Pour le platine $e/m = 584$ $m/H = 25,7$.
Pour le carbone $e/m = 555$ $m/H = 27,6$.

Ces valeurs ne dépendent pas de la température du corps qui émet les charges, ni de l'atmosphère ambiante. Elles ne peuvent correspondre aux particules α, ni aux atomes de la substance chauffée, ni aux atomes d'hydrogène. Les nombres obtenus pour m/H sont voisins des poids moléculaires de N^2, CO, O^2, Na.

Rappelons d'ailleurs que l'émission de charges positives par un métal diminue peu à peu quand la durée de chauffe augmente. Les particules positives semblent être dues à une impureté commune à tous les corps étudiés. Ce sont peut-être des atomes de sodium. E. Bauer.

L'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chauffé. — F. C. Brown (*New-York Physical Society*, octobre 1908). — L'auteur a recherché la grandeur et la répartition de l'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chauffé.

La méthode employée est la même que celle de Richardson et Brown pour les ions négatifs. Elle consiste à étudier la façon dont se charge un plateau placé parallèlement à un autre plateau comportant une pièce de métal chauffé, les deux plateaux étant initialement au potentiel zéro. Les ions émis par le métal chauffé viennent charger l'autre plateau dont le potentiel tend vers une valeur limite. De la façon dont varie le courant avec le potentiel on peut déterminer à la fois la valeur moyenne de l'énergie cinétique et sa répartition entre les différentes particules. La méthode est décrite en détail dans la note de l'auteur.

L'expérience montre que dans le cas où la vitesse est répartie entre les ions suivant la loi de Maxwell le courant correspondant au plateau qui se charge est donné par

$$\log_e \frac{n}{n} = \log_e \frac{i}{i} = \frac{ve}{RT} V.$$

L'auteur observe la charge en fonction du temps et trace des courbes représentant le courant en fonction des potentiels, et les logarithmes du courant en fonction des potentiels. L'équation ci-dessus est vérifiée, puisque les courbes des logarithmes des courants en fonction des potentiels sont des lignes droites presque parfaites et que la valeur de R calculée est, aux erreurs d'expériences près, la même que la constante R de l'équation des gaz $pv = RT$. Le tableau suivant résume les résultats de trois séries d'observations :

Séries	Pression de l'air en mm.	Température absolue.	Courant maximum en ampère	E.	E tirée de $pv = RT$.
I	28,0	1195	$2 \cdot 10^{-12}$	$3,9 \cdot 10^{5}$	
II	15,0	1067	$1,7 \cdot 10^{-12}$	$3,5 \cdot 10^{5}$	
III	0,009	1295	$5 \cdot 10^{-12}$	$3,5 \cdot 10^{5}$	
			Moyenne.	$3,6 \cdot 10^{5}$	$3,7 \cdot 10^{5}$

Il résulte que l'énergie cinétique moyenne des ions positifs émis par le platine chauffé est la même que celle d'une molécule de gaz à la même température et aussi que l'énergie est jusqu'à un certain point indépendante de la pression du gaz environnant. Ces faits ne militent pas en faveur de l'hypothèse que les ions positifs proviennent d'une action chimique, car dans ce cas l'énergie cinétique augmenterait ou diminuerait par suite de la chaleur de réaction. G. D.

Sur les changements de pression qui accompagnent la décharge par les pointes dans l'hydrogène contenant de l'oxygène et de l'azote. — A.-P. Chattock et A.-M. Tyndall (*Phil. Mag.*, **16** 1908 24 47). — Le but que se proposaient au début les auteurs était la mesure de la complexité de l'ion dans les gaz, en faisant passer une décharge dans l'hydrogène pur entre une pointe et un plan de platine ou de palladium, dans l'espoir que les ions arrivant au contact de ce plan pour s'y décharger seraient absorbés. Si le volume et la pression de l'hydrogène sont initialement V et P, et si l'on observe une diminution de pression p après avoir fait passer c coulombs dans l'appareil, le changement de volume que l'on observerait à pression constante serait :

$$v = \frac{VP}{p},$$

et comme 1 coulomb donne 0,116 cm³ d'H à 0° centigrade et à 760 mm. de pression, le nombre de molécules qui auront été enlevées du gaz ou tout au moins auront cessé d'exister au point de vue pression, quand la charge d'un ion monovalent a passé dans l'appareil, sera :

$$\frac{v}{2 \times 0,116 \times c} = N.$$

Le 2 provient de ce qu'une molécule d'hydrogène contient 2 ions monovalents. Si chaque ion dans le gaz comprenait un seul atome, on aurait N = 0,5 (puisque N est le nombre de molécules). Si les ions transportent une agglomération de molécules d'hydrogène, N sera égal à la moitié du nombre d'atomes contenus dans cette agglomération.

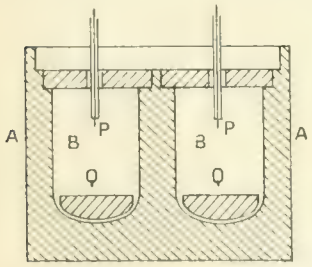


Fig. 1.

L'appareil employé est représenté fig. 1. Les pointes sont en fil de platine très fin. A est un bloc de laiton dans lequel sont creusées deux cavités B de 7,2 cm. de profondeur et 5,0 cm. de diamètre, dont les parois sont couvertes de platine. Ce bloc a pour but d'uniformiser la température; il est d'ailleurs lui-même placé dans une série d'enveloppes convenables. Au fond de ces cavités sont disposés deux blocs de laiton Q et Q sur lesquels on peut souder des feuilles de différents métaux. Les deux cavités sont reliées aux extrémités d'un manomètre incliné de construction spéciale, que les auteurs décriront ultérieurement, et qui permet d'apprécier des variations de pression de 10^{-8} atmosphère.

Les deux pointes P et P' ne sont pas utilisées en même temps. On fait passer la décharge d'une machine Wimshurst et on mesure le courant à l'aide d'un galvanomètre.

Quand on fait passer la décharge, on observe d'abord un accroissement de pression dû à l'élévation de température produite par la décharge et, quand la décharge a cessé et que la température est devenue la même de chaque coté, il subsiste une contraction permanente p du gaz qui permet de calculer N. En réalité, ces déplacements du manomètre se compliquent d'un déplacement de zéro sensiblement uniforme et qu'il est facile d'éliminer.

Dans la plupart des expériences, le plan était en cuivre, le platine et le palladium donnant lieu à des dégagements de gaz pouvant amener une augmentation de pression.

La pureté de l'hydrogène exerce une influence énorme sur les résultats obtenus. Dans l'hydrogène très pur, on observe une contraction limite qui correspond à N = 1 sensiblement. Quand il y a dans l'hydrogène 1 millionième d'oxygène en volume, la décharge négative donne pour p des valeurs plus grandes que la décharge positive, mais quand l'hydrogène se purifie par passage de la décharge et absorption de la vapeur d'eau, les valeurs de p diminuent et tendent l'une vers l'autre. La valeur limite de N = 1,1 montre que, si l'hydrogène est le seul gaz présent, une molécule d'hydrogène disparaît par ion, c'est seulement la molécule chargée qui pénétrerait dans l'électrode, les autres molécules devenues libres s'évaporant. Les auteurs pensent, d'après l'allure de la variation de pression, que les molécules neutres ne doivent pas être libérées immédiatement et espèrent pouvoir mettre ce fait en évidence à l'aide d'un autre appareil.

Pour examiner l'influence des impuretés, les auteurs introduisent soit de l'oxygène, soit de l'azote en quantité connue au moyen d'un dispositif spécial. Avec l'oxygène, les contractions sont beaucoup plus grandes que pour l'hydrogène pur et sont, pour une même teneur, proportionnelles à la quantité d'électricité qui a traversé l'appareil.

Pour les pointes employées, et entre 2 à 14 pour 100 en volume d'oxygène, la combinaison s'effectue au taux de 16 molécules d'oxygène par ion, pour la décharge positive, et 25 molécules pour la décharge négative, le gaz étant à la pression atmosphérique.

Au-dessous de 2 pour 100, la combinaison pour la décharge négative croît rapidement et peut atteindre 110 molécules par ion au dessous de 0,01 pour 100.

Au-dessous de 0,2 pour 100 d'oxygène, la combinaison pour la décharge positive est à peu près constante et égale à 10 molécules par ion.

Quand la quantité d'oxygène est petite, il est possible, à la suite de décharges répétées, d'arriver à la contraction qui correspond à l'hydrogène pur. Avant d'atteindre ce point, la contraction se produit à un taux sensiblement constant et diminue ensuite brusquement. La quantité d'oxygène qui s'est combinée est d'au moins 90 pour 100 de la quantité initiale et peut-être beaucoup plus. On peut calculer le rapport de la contraction totale limite au volume d'oxygène introduit. Ce rapport est en moyenne égal à 2,8 pour des pourcentages d'oxygène compris entre 0,0001 et 0,007, quand la vapeur d'eau formée reste dans l'appareil, ce qui est le cas ici. Cette contraction ne devrait pas être plus grande que 1, même si tout l'oxygène

était absorbé. Si la vapeur d'eau formée va se déposer sur les électrodes pour s'évaporer ensuite lentement, la variation de pression qui en résulte agit comme une cause tendant à déplacer le zéro et est éliminée; le rapport de la contraction au volume serait alors égal à 5 si tout l'oxygène était absorbé. C'est à peu près le nombre expérimental. Les auteurs poursuivent leurs recherches sur ce point à l'aide d'un autre appareil.

Quand de l'azote est présent dans l'hydrogène avec l'oxygène, même en grand excès, la combinaison qui se produit a lieu principalement et peut-être en totalité entre l'oxygène et l'hydrogène.

La méthode employée dans ces expériences permet de déceler 1 dix-millionième d'oxygène dans l'hydrogène.

L'observation de l'allure de l'effet thermique conduit les auteurs à penser que l'addition d'oxygène en quantité supérieure à 0,01 pour 100 augmente les dimensions des ions négatifs sans avoir d'effet appréciable sur les ions positifs. Plus les ions sont gros, pour un même courant, plus le vent électrique est intense, plus le refroidissement est rapide et moins est grande l'augmentation de pression qui résulte de l'effet thermique. M. Moulin.

La décomposition de la vapeur d'eau par les étincelles électriques. — **Alfred Holt** Jun. et **Edwin Hopkinson** (*Phil. Mag.*, **16**-1908-92-110). — Les expériences décrites dans ce mémoire montrent que la séparation de l'oxygène et de l'hydrogène de la vapeur d'eau décomposée par l'étincelle électrique, est due à la différence des vitesses de diffusion de ces deux gaz et non à un effet d'électrolyse.

Le principe de la méthode employée est le suivant. Le courant de vapeur d'eau sous pression réduite arrive dans la boule D (fig. 1) et se partage en deux. Une partie sort directement par E sans traverser la décharge, l'autre par

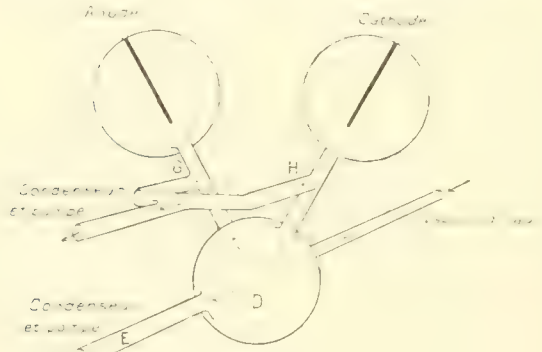


Fig. 1.

tie sort par G et H après avoir traversé la décharge. La vapeur d'eau est condensée à la sortie et les gaz sont extraits à l'aide de trompes à mercure. On trouve que le courant de vapeur d'eau sortant par E contient un excès d'hydrogène, le courant sortant par G et H contenant un excès d'oxygène. L'oxygène produit tend à être entraîné par le courant de vapeur d'eau, l'hydrogène tend au contraire à se répandre plus uniformément dans l'appareil. Les excès d'hydrogène et d'oxygène sont d'autant plus grands que le courant de vapeur d'eau est plus rapide. Avec un courant assez rapide, le gaz qui sort par E est de l'hydrogène pur.

En remplaçant la vapeur d'eau par du gaz carbonique dont les produits de décomposition CO et O ont la même vitesse de diffusion, on n'observe aucune séparation des deux gaz, l'oxyde de carbone et l'oxygène se retrouvent à la sortie en proportions correspondant à la décomposition de CO^2.

Une autre expérience faite avec un tube de forme différente conduit à la même conclusion.

L'effet de la diffusion permet d'interpréter les résultats obtenus antérieurement par différents auteurs qui avaient conclu à une décomposition électrolytique. Il est cependant insuffisant pour expliquer les résultats obtenus par J. J. Thomson, que, pour de très courtes étincelles, les pôles auxquels apparaissent l'excès d'hydrogène et l'excès d'oxygène s'inversent, et par Chapmann et Lidbury, que la quantité de vapeur d'eau décomposée et la séparation des éléments est beaucoup plus grande quand la vapeur d'eau entre dans le tube au voisinage de la cathode que lorsqu'elle entre au voisinage de l'anode.

Ces résultats s'expliquent par l'action catalytique du platine qui se dépose sur le verre principalement au voisinage de la cathode et provoque une recombinaison des éléments. Ces auteurs montrent que cette recombinaison est d'autant plus marquée que le tube est plus étroit, que la cathode est plus mince et se pulvérise davantage, par suite de sa température plus élevée, que la couche déposée est plus épaisse. La recombinaison dépend de la nature du métal de l'électrode, elle est marquée avec les métaux de la famille du platine, elle est nulle avec l'aluminium. Quand le courant de vapeur d'eau entre au voisinage de l'anode, les produits de décomposition passant au voisinage de la cathode s'y recombinent. Si la vapeur arrive au voisinage de la cathode, la recombinaison est moins marquée.

M. Moulin.

Ionisation en vase clos. — **W. Strong** (*Amer. Phys. Soc.*, **27**-1908-59). — L'ionisation des gaz en vase clos, découverte par Geitel[1] et C. T. R. Wilson[2], peut provenir de diverses causes parmi lesquelles des radiations pénétrantes ionisant, soit elles-mêmes, soit par des rayons secondaires qu'elles provoqueraient sur les parois, le gaz du récipient. Le présent mémoire est plus particulièrement destiné à élucider la part qui peut revenir à cette cause spéciale.

L'appareil employé est un électroscope à feuille d'or (fig. 1); à l'intérieur de la boîte de l'électroscope se trouve une tige de fer, A B, soutenue par des amas de soufre S, et portant un fil de cuivre recourbé *a b c*; la feuille d'or *g g* se relève et son extrémité décrit la courbe *c' b' a'* quand le potentiel de la tige A B varie, le potentiel de la feuille d'or restant toujours celui de la cage. On charge la barre A B au moyen d'une tige fine M O dont la pointe a été réglée, grâce à la vis P, à une distance convenable de la tige A B pour que l'étincelle de charge éclate; une fois le réglage fait, le joint de la vis a été rendu étanche par un masticage. La tige M O est isolée de la cage par un tube de verre qui pénètre dans un bouchon de caoutchouc. Le côté supérieur de la boîte porte 2 niveaux à bulle; on lit la position de l'extrémité de la feuille au moyen d'un microscope à oculaire micrométrique braqué sur elle à travers une petite fenêtre; il n'y a pas d'inconvénient que la feuille d'or en soit proche, puisqu'elle est au même potentiel que la boîte. Cet électroscope est très sensible et sa courbe de calibrage est une droite sur un intervalle très étendu si l'électrode *a b c* est circulaire.

Les résultats suivants ont été obtenus.

1 L'électroscope était entouré d'écrans en fer et en plomb de 6 à 8 centimètres d'épaisseur. La vitesse de chute de la feuille d'or, extrêmement lente, paraît tout à fait indépendante des conditions extérieures. Elle est plus faible

1. Geitel, *Phys. Zeit.*, 2-116 1900.
2. C. T. R. Wilson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 2-52 1900.

que dans tous les cas où l'électroscope a été employé sans écran. Elle peut provenir de radiations émises par les parois.

2° Si on observe des électroscopes non protégés par des écrans et placés dans une pièce à température constante, on relève des variations notables de la vitesse de chute (pour une même région de l'échelle). On constate d'abord que ces variations sont beaucoup plus grandes pour de grands électroscopes métalliques que pour de petits. Ensuite, elles

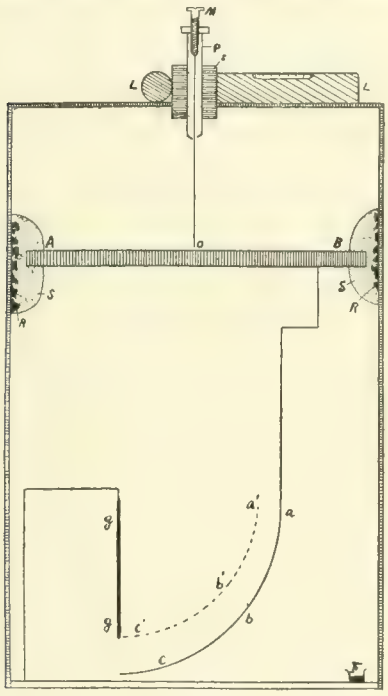


Fig. 1.

restent à peu près les mêmes quand on protège par des écrans toutes les faces de l'électroscope, la face supérieure exceptée ; les radiations pénétrantes analogues à des rayons γ qui produisent cette décharge ne semblent donc pas provenir du sol. Du reste, d'après la teneur en radium trouvée dans les roches diverses par Strutt et Eve, ce radium ne pourrait produire qu'un rayonnement γ donnant naissance à 1 ion par centimètre cube et par seconde. Or Cooke, Mc Clennan et M. Strong trouvent que la vitesse de chute de l'électroscope correspond à une production de 4 à 9 ions par seconde et par centimètre cube. En outre si les radiations pénétrantes avaient leur source dans le sol, il semble que la vitesse de chute serait plus grande dans une cave qu'à l'air libre, ce qui n'est pas le cas. Ces raisons écartent aussi bien l'hypothèse qui attribuerait le rayonnement pénétrant à du thorium situé dans le sol ; les mesures récentes de Dadourian[1] montrent d'ailleurs que la teneur du sol en thorium est insuffisante aussi à expliquer le phénomène.

La neige et la pluie provoquent une diminution considérable de la vitesse de chute et la réduisent quelquefois à ce qu'elle est pour un électroscope complètement protégé. On en conclut qu'elles font disparaître le rayonnement pénétrant.

Ce fait est favorable à l'opinion qui attribue le rayonnement pénétrant à des produits radioactifs contenus dans l'air, et particulièrement à du radium C. Quand la pluie ou la neige tombent, elles entraînent ce produit, mais au bout de quelques heures l'émanation continuellement dégagée par le sol se trouve de nouveau en équilibre avec les radiums A, B, et C. Il résulte de là que la vitesse de chute de l'électroscope doit dépendre de la direction du vent et de la pression barométrique moyenne sur le territoire au milieu duquel on observe. Le rayonnement pénétrant duquel dépend la vitesse de chute est plus grand l'été que l'hiver.

3° La vitesse de chute de la feuille d'or pour un électroscope non protégé par des écrans, passe deux fois par jour par un minimum. Ce phénomène paraît actuellement peu explicable. L. Dunoyer.

1. Dadourian, *Amer. Journ. of Science*, Avril 1908.

Application de l'ionisation produite par les corps chauds à la mesure des hautes températures. — O. W. Richardson (*Phys. Rev.*, 27 1908-185 195).

L'émission de corpuscules électrisés par les corps portés à une haute température a été l'objet, comme on sait, de nombreux travaux de M. Richardson, qui l'a étudiée à deux points de vue. Dans une première série de travaux, il a mesuré (carbone, platine, tantale) le courant de saturation que l'on peut produire dans le vide entre un fil incandescent et un cylindre métallique isolé entourant ce fil. Si ce courant est i à la température θ il a montré que l'on avait

$$\log i = \frac{1}{2}\log\theta + A - b\frac{1}{\theta}$$

les constantes A et b avant une signification théorique simple. Dans une seconde série de recherches, il a mesuré l'énergie cinétique des électrons émis ; si i_0 est le courant envoyé sur une plaque métallique isolée au potentiel zéro par une petite bande de platine incandescent au même potentiel, et i le courant que reçoit la plaque quand elle est chargée négativement au potentiel V, on a

$$\log i = \log i_0 - \frac{\nu e}{R\theta} V$$

νe étant la quantité d'électricité transportée par 1 cm³ d'hydrogène dans l'électrolyse, et R la constante de la formule $pv = R\theta$ rapportée à un centimètre cube de gaz.

Les recherches que nous venons de rappeler ont permis d'élucider, au moins partiellement, pour les corps réfractaires indiqués, les circonstances dans lesquelles l'émission est régulière, de sorte que les points obtenus se placent tous très près de la droite qui représente, dans le premier cas, la variation de $\log i = 1/2 \log\theta$, et dans le second cas, de $\log i = \log i_0$. Les irrégularités d'abord observées étaient dues principalement à des gaz occlus ou absorbés. De plus, dans le second cas, le collaborateur de Richardson, Brown, a observé un phénomène curieux, non encore bien élucidé : l'énergie des ions émis dépend de la charge électrique qui a pu être donnée antérieurement au métal. Cette modification disparaît par un chauffage à très haute température.

Malgré ces imperfections de détail qui restent à corriger, il semble que ces deux méthodes soient susceptibles de donner des indications précieuses sur les hautes températures :

1° A cause de la très rapide variation de i avec θ. Avec le carbone par exemple, le courant varie de 1 à 2500 quand la température varie de 1160° à 1560° C. Il en résulte qu'une erreur de 20 pour 100 sur la mesure de i n'entraîne qu'une faible erreur sur la valeur de θ.

2° Parce qu'en dehors du thermomètre à gaz, inutilisable aux températures où les corps deviennent poreux ou mous, et des mesures de rayonnement du corps noir dont la légitimité a été récemment contestée, l'émission des électrons par les corps chauds paraît être le seul phénomène

sur lequel on puisse baser une mesure *absolue* des températures.

A ce point de vue, d'ailleurs, il faut remarquer que la deuxième méthode a une valeur plus grande que la première. Les quantités A et *b*, en effet, dépendent de chaque substance et, de plus, aucune considération théorique n'oblige à les considérer comme indépendantes de la température ; l'expérience seule prouve qu'il en est bien ainsi dans l'intervalle des températures exploré. La première méthode conserve donc un caractère empirique. La seconde, au contraire, est bien indépendante de la substance employée.

Il est clair que ces procédés de mesure des températures ne peuvent actuellement remplacer les procédés habituels. Mais ils peuvent fournir un étalon intermédiaire de comparaisons, par exemple, entre la mesure de la température par la résistance électrique d'un fil métallique et par le rayonnement du corps noir.

Louis Dunoyer.

Phénomènes cosmiques et météorologiques

Recherche sur l'état électrique des couches élevées de l'atmosphère. — W. Makower, Miss M. White et E. Marsden (*Roy. Meteorological Society*, novembre 1908). — Le potentiel électrique de l'atmosphère par rapport à la terre s'accroît à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère. La terre étant chargée négativement par rapport à l'air, un courant électrique continu s'écoule des hauteurs de l'atmosphère à la terre ; ainsi un cerf-volant prend le potentiel de l'air qui l'environne et un courant se manifeste dans le conducteur qui le relie au sol. Les auteurs ont cherché à déterminer expérimentalement la relation entre l'intensité du courant et la hauteur au-dessus du sol ; en général, pour une hauteur donnée il y a augmentation anormale du courant par l'effet du vent. Les auteurs se demandent si ce qui produit l'augmentation du courant est dû à l'augmentation de la quantité d'air qui se décharge sur le cerf-volant, ou bien à une électrisation par frottement. Cette perturbation est d'ailleurs pour peu de chose dans la valeur du courant. Un ballon captif soutenu dans l'air calme a donné lieu à de faibles augmentations anormales du courant.

G. D.

Sur la mesure du champ électrique de l'atmosphère et du courant entre la terre et l'air. — C. T. R. Wilson (*Proc. Roy. Soc.*, 80-1908-557-547).

Ces expériences ont été faites dans le but d'étudier la méthode proposée antérieurement par l'auteur. L'appareil a été déjà décrit dans ce journal (*Le Radium*, 3-1908-155). La feuille de l'électroscope est reliée à un disque métallique entouré d'un anneau de garde relié au sol. Un couvercle peut se placer sur l'ensemble, reposant sur l'anneau de garde. Le disque central, primitivement relié au sol est isolé, puis on enlève le couvercle. On ramène l'électroscope au zéro à l'aide du compensateur et, d'après le déplacement du compensateur, on a la charge induite sur le disque. Par suite de la conductibilité de l'air, la charge induite sur le disque tend à être neutralisée par les ions provenant de l'air. On maintient l'électromètre au zéro à l'aide du compensateur, et au bout de quelques minutes (2 à 5), on remet le couvercle, ramène le compensateur à sa position initiale et la déviation de la feuille donne la charge qui a été apportée par le courant électrique de l'atmosphère.

Des expériences croisées ont montré que le facteur de déperdition (rapport de la charge apportée par minute par le courant à la charge induite par le champ), est le même pour un disque métallique et pour une boîte plate d'étain de 5 cm de diamètre et de 2,6 cm de hauteur, bien que la charge induite soit 2,3 fois plus grande dans le deuxième cas que dans le premier. Ce facteur est également le même quand on place sur le disque une boîte plate d'étain contenant du gazon.

Le facteur de déperdition est donc indépendant de la nature de la surface. Pour avoir le courant qui vient décharger le sol, il faut connaître la charge du sol par unité de surface, c'est à dire le facteur de réduction qui permettra de la calculer connaissant la charge induite sur l'appareil. L'auteur le détermine en se servant d'une plaque de bois placée sur le sol et isolée, entourée d'un anneau de garde ; cette plaque d'environ 50 centimètres carrés est reliée à l'électroscope et on opère avec elle comme précédemment. Des expériences croisées permettent d'avoir le facteur de réduction. La charge donnée par le disque de l'appareil était environ 4,2 fois plus grande que la charge à la surface du sol.

L'appareil repose sur la boîte qui sert à le transporter, le disque étant à 70 centimètres au-dessus du sol. L'observateur, couché sur le sol et l'œil au microscope, occupe toujours la même position par rapport à cet appareil.

M. Moulin.

REVUE DES LIVRES

Œuvres de Pierre Curie, publiées par les soins de la Société française de Physique (25 × 16), XXII-621 pages avec 118 figures et 5 planches ; 1908. Prix : 22 fr. (Gauthier-Villars, éditeur, Paris).

Pour présenter cet ouvrage, il suffira de reproduire un passage de la remarquable préface écrite par Mme Pierre Curie. Cet extrait indiquera au lecteur, mieux qu'il ne serait possible de le faire ici, le contenu de ce recueil.

« Ce volume de six cents pages représente l'ensemble de l'œuvre accomplie pendant une vie de travail de plus de vingt-cinq ans. J'espère que ceux qui le liront reconnaîtront dans les mémoires qui le composent les traits caractéristiques de la mentalité de leur auteur, et qu'ils n'auront pas de peine à comprendre comment une œuvre aussi

considérable peut se trouver renfermée dans cet unique volume. Le lecteur n'y trouvera en effet rien de superflu; on y rencontre bien rarement des superpositions ou des répétitions; on n'y trouve ni discussions confuses ou peu utiles, ni descriptions détaillées de toutes les expériences exécutées. Seules sont décrites et exposées dans chaque mémoire les expériences qui conduisent à des résultats clairs et bien établis, et l'auteur évite avec soin tout abus dans les conclusions. Je n'en puis citer de meilleur exemple que le mémoire sur le magnétisme, si riche en résultats expérimentaux, et dont les conclusions théoriques très limpides, en vue desquelles d'ailleurs le travail a été entrepris, sont énoncées d'une manière aussi sobre que possible dans la seconde moitié de la page 233 du présent volume. De même dans les mémoires théoriques, seuls ont été présentés les raisonnements qui, à force d'être mûris, ont pris une forme pour ainsi dire irréprochable. Dans les deux cas, la forme d'exposition, qu'il voulait claire et simple, est extrêmement soignée, surtout quand il s'agit d'une définition ou d'une notation.

« Le triage scrupuleux du texte, la perfection de la forme, la précision et la clarté des énoncés fondamentaux donnent à l'œuvre publiée de Pierre Curie un caractère pour ainsi dire classique, et permettent dans bien des cas de faire rentrer certains de ses mémoires dans une rédaction plus vaste sans aucune modification.

« La concision du texte est surtout remarquable dans les mémoires théoriques sur les questions d'ordre et la symétrie. Bien que ces mémoires soient courts et presque uniquement composés d'énoncés de théorèmes dont la démonstration est seulement indiquée, la rédaction est néanmoins extrêmement claire, et cela grâce au soin constant de mettre en évidence le contenu physique de chaque proposition. Le travail sur la symétrie dans les phénomènes physiques est particulièrement caractéristique à ce point de vue.

« Les Mémoires d'ensemble publiés par Pierre Curie sont très peu nombreux, je dirai même trop peu nombreux; c'est là encore un résultat de sa méthode de travail. Il tenait à présenter un sujet d'une manière tout à fait satisfaisante et ne se pressait pas d'en faire l'exposé.

« Les dernières années de la vie de Pierre Curie, consacrées aux recherches sur la radioactivité et à des travaux théoriques du plus haut intérêt au point de vue de la physique générale, ont été très fécondes. Ses facultés intellectuelles étaient en plein développement ainsi que son habileté expérimentale. Il croyait pouvoir espérer que dans peu d'années il aurait enfin le laboratoire qu'il avait toujours désiré, afin d'y créer autour de lui un cercle de collaborateurs capables de partager son ardeur au travail. Certes, il avait le pouvoir d'exercer une influence profonde, non seulement par la puissance de son esprit, mais aussi par sa hauteur morale et par le charme intime qui émanait de lui et auquel il était difficile de rester insensible. »

Ce volume, d'une exécution matérielle parfaite, contient diverses photographies du vieux laboratoire de l'École de Physique et de Chimie où se fit la découverte du Radium. Le texte est précédé d'un portrait de Pierre Curie, d'une ressemblance frappante. Cette image produit une émotion vive à ceux qui ont eu le bonheur d'approcher ce maître éminent.

Modern Electrical Theory. — **Norman Robert Campbell** (14 × 22), 552 pages; (*Cambridge University Press*; prix : 7/6).

Dans ce volume, l'auteur donne un exposé de la théorie des électrons sous une forme très condensée et cependant très claire, en évitant autant que possible, quand ils ne sont pas indispensables, les longs développements mathématiques auxquels elle conduit. Les théories exposées sont surtout traitées au point de vue physique.

Dans une première partie, l'auteur expose les propriétés du champ électro-magnétique au point de vue de Faraday et de Maxwell, la production d'un champ magnétique par les corps électrisés en mouvement, la théorie électromagnétique de la lumière, etc. En considérant les lignes et les tubes de champ ou de flux comme matériels et entraînés par les corps électrisés en mouvement.

Dans la deuxième partie, il introduit l'hypothèse des électrons de Lorentz et l'applique à la théorie de la dispersion, de l'absorption et de l'émission des ondes électromagnétiques par la matière, à la théorie du magnétisme et des phénomènes magnéto-optiques, de la conductibilité électrique et thermique et des phénomènes présentés par les conducteurs placés dans un champ magnétique.

Les expériences qui ont conduit à la théorie de la structure atomique des charges électriques, à l'identification du corpuscule de J.-J. Thomson et de l'électron de Lorentz, sont exposées dans la troisième partie, qui comprend l'étude des procédés d'ionisation, des rayons X, des rayons α, β, γ, δ, de la radioactivité, de l'effet photo-électrique, etc.

La dernière partie fait l'objet de l'étude de la structure de l'atome (calcul du nombre d'électrons) et des relations entre la matière et l'éther, déduites de l'hypothèse de la constitution électronique de l'atome, radioactivité, propagation de la lumière dans un milieu en mouvement, hypothèse de Fitzgerald-Lorentz).

Des indications bibliographiques sont données à la fin de chaque chapitre. **M. Moulin.**

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

L'indication bibliographique du périodique comprend : la série en chiffres romains, le tome en chiffres gras, l'année en chiffres ordinaires. Les deux derniers nombres se rapportent aux pages extrêmes du mémoire.

Clos le 10 Janvier 1909.

RADIOACTIVITÉ

Nasini e Levi. — Radioattività di rocce e altri materiali dell'isola d'Ischia. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V, **17**, 1908, 452.)

Nasini e Levi. — Comparsa della radioattività in materiali maltrattati vulcanici dell'ultima grande eruzione vesuviana. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V, **17**, 1908, 452-455.)

J. Munoz del Castillo. — La radioactivité des eaux de la [illegible] (*Anales de la Sociedad Española de Física y Química*, oct. et nov. 1907. *Arch. des Sc. Phys. et Nat.*, **25**, 1908, 549-550.)

Nasini e Levi. — Radioattività di alcune emanazioni gasose italiane. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V 17 1908 551-554).

W. Marckwald et B. Keetman. — Sur l'ionium. (*B. Ch. G.*, **41**-1908-49).

W. Ramsay. — Sur la dégradation des éléments. (*J. de Chim. Phys.*, 5 1908-647; *Arch. Sc. Phys. et Nat.*, 25 1908 529-538).

R. J. Strutt. — Radioactive changes in the earth. (*Roy. Inst.*, 27 mars 1908; *Chem. News*, **98**-1908-75-75).

ÉLECTRONIQUE

J. Radakovits. — Das Energie-Prinzip in der Lorentzschen Elektronentheorie. (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-804-805).

H. Jeans. — Théorie mathématique de l'électricité et du magnétisme. (*Cambridge University Press.*).

A. H. Bucherer. — On the principle of relativity. (*Phil. Mag.*, VI-**16**-1908-959-940).

P. Franck. — Relativitätstheorie und Elektronentheorie in ihrer Anwendung zur Ableitung der Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten ponderabeln Körpern. (*Ann. d. Phys.*, IV-**27**-1908-1059-1065).

G. E. Hale. — On the probable existence of a magnetic field in sun-spots. (*Astrophys. Journ.*, **28**-1908-315-343).

A. Schuster. — On the magnetic action of sun-spots. (*Nature*, **79** 1909-279-280).

Sem Saeland. — Addition à une note sur le rayonnement des métaux. (*Ann. d. Physik.*, IV-**27**-1908-903-904).

V. Kohlschutter et Th. Goldschmidt. — La dispersion cathodique de métaux dans les gaz raréfiés. (*Zeitsch. f. Elektroch.*, **14**-1908-221-235).

W. Wien. — Ueber positive Strahlen. (*Ann. d. Phys.*, IV 27 1908-1025-1042).

G. F. C. Searle. — Ueber die durch eine sprungweise Änderung der Winkelgeschwindigkeit einer elektrisierten Kugel hervorgerufene Energiestrahlung. (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908 878-887).

A. Kœpsel. — Ein neues Verfahren zur Uebertragung von Bewegungen geringer Energie. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10** 1908-595-597).

Levi Civita. — Sull'attrazione newtoniana di un tubo sottile (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17** 1908 535-551).

K. von Wesendonk. — Bemerkungen zu der Erklärung der kritischen Opaleszenzerscheinungen aus der kinetischen Gastheorie. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10** 1908-485-489).

O. W. Richardson. — The deflection of the concentration of the free electrons inside a metal from phenomena conditioned by their emission under the influence of heat. (*Phys. Rev.*, **27**-1908-528).

P. R. Heyl. — Some physical properties of current bearing matter. (*Phys. Rev.*, **27** 1908-502-508).

E. Podszus. — Forces thermoélectriques dans les électrolytes. (*Ann. d. Physik.*, **27** 1908-859-889).

Corbino. — Le masse luminose nei vari cammini da parte di un vapore incandescente in un campo magnetico. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V **17** 1908-470).

H. Erfle. — Bemerkung zu der Arbeit von Herrn Fr. Schön: Beiträge zur Kenntnis der anomalen Dispersion von Metalldämpfen. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908-591-596).

F. Schön. — Erwiderung auf Herrn Erfles Abhandlung: Zu anomalen Dispersion der Metalldämpfe. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908-454-445).

Accolla. — Nuove ricerche sull'azione del campo magnetico sui depositi metallici ottenuti per ionoplastica. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17** 1908-575).

Accola. — Nuove ricerche sull'azione del campo magnetico sui depositi metallici ottenuti per ionoplastica. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17** 1908-645).

J. Becquerel. — Sur le pouvoir rotatoire aux basses températures et sur la liaison entre l'absorption de la lumière et le pouvoir rotatoire dans les cristaux de cinchonine. (*Comptes Rendus*, **147** 1908-1281-1284).

A. Dulour. — Sur le pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur du fluorure de calcium et de la vapeur d'hydrogène et le voisinage de leurs bandes d'absorption. (*Comptes Rendus*, **147**-1908-1471-1472).

W. Voigt. — Ueber singuläre Richtungen im pleochroitischen Kristallen. (*Ann. d. Phys.*, IV-**27** 1908-1002-1022).

G. Meslin. — Sur le signe du dichroïsme électrique et du dichroïsme magnétique. (*J. de Phys.*, IV-**7**-1908-856-860).

G. Meslin. — Sur le dichroïsme magnétique de la calcite et de la dolomie dans les liquides mixtes. (*Comptes Rendus*, **147** 1908-1277-1279).

G. Meslin. — Sur la position d'équilibre d'un ellipsoïde anisotrope dans un champ uniforme. (*J. de Phys.*, IV **7** 1908 861-872).

A. Campetti. — A proposito di alcune esperienze sulla dispersione dell'electricità. (*Il Nuovo Cimento*, V **16** 1908-184-188).

R. Ladenburg et Stanislaw Loria. — Anomalous dispersion of luminous hydrogen. (*Nature* **79** 1908-7).

H. B. van Bilderbeck-van Meurs. — The Zeeman Effect of the strong lines of the violet spark spectrum of iron in the region λ 2580 λ 4416. (*Proc. Roy. Acad. Amsterdam*, 1908-222-225).

O. v. Baeyer et E. Gehrcke. — Ueber den Zeeman Effekt in schwachen Magnetfeldern. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10** 1908-425-428).

W. Voigt. — Remarks on the Leyden observations of the Zeeman effect at low temperatures. (*Proc. Roy. Acad. Amsterdam*, 1908-560-566).

Tenari. — Il fenomeno di Zeeman e il secondo principio della termodinamica. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V **17**-1908-547).

M. Laue. — Das Zeemanphänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. (*Physik. Zeitschr.*, **9**-1908-907).

Tenari. — Il fenomeno di Zeeman e il secondo principio della termodinamica. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V **17**-1908-575).

H. du Bois et G. J. Elias. — Der Einfluss von Temperatur und Magnetisierung bei selektiven Absorptions und Fluoreszenzspektren. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908-429-433).

E. Hochheim. — Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Helium. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10** 1908-446-448).

L. de la Rive. — Les centres de gravité magnétiques. (*Soc. Vaudoise des Sc. Nat.*, 8 juillet 1908).

P. Pascal. — Remarques sur les propriétés magnétiques des corps simples. (*Comptes Rendus*, **147** 1908-1290-1292).

D. Urbain et G. Jantsch. — Sur le magnétisme des terres rares. (*Comptes Rendus*, **147** 1908-1286-1288).

Marsetti. — Intorno all'azione della luce ultravioletta su d'uno spinterometro. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17**-1908-499).

Marsetti. — Intorno all'azione della luce ultravioletta su d'uno spinterometro. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V **17** 1908-576-580).

M. H. Buisson. — Sur l'action de la lumière ultraviolette. (*J. de Phys.*, IV **7** 1908-952-955).

Mme H. Baudeuf. — Sur l'action de la lumière ultraviolette. (*J. de Phys.*, IV **7**-1908-955-957).

Ch. G. Barkla. — The nature of X-Rays. (*Nature*, **78** 1908-665).

W. H. Bragg. — The Nature of X-Rays. (*Nature*, **78**-1908-665).

G. W. C. Kaye. — The emission and transmission of Röntgen rays. (*Phil. Trans. Roy. Soc.*, A-**209**-123-151).

B. Walter. — Ueber das Röntgensche Absorptionsgesetz. (*Ann. d. Phys.*, IV-**27**-1908-1103-1104).

J. Franck et R. Pohl. — Zur Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908 489-494).

Erich Marx. — Antwort auf die zweite Mitteilung der Herren Franck und Pohl betreffend die Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10** 1908 597-605).

RADIATIONS

J. H. Jeans. — Zur Strahlungs-Theorie. (*Phys. Zeitschr.*, **9** 1908-853-855).

A. Schuster. — Einführung in die theoretische Optik. B. G. Teubner, Leipzig, 1907.

F. Meisel. — Elemente der geometrischen Optik (Max Jänecke, Hannover, 1908).

E. P. Hyde. — New photometric methods of studying the radiating properties of various substances. *Phys. Rev.*, **27** 1908-521-522.

P. A. Nutting. — The luminous equivalent of radiation. *Bull. of the Bureau of Standards*, **5**-1908-261-308).

R. v. Hirsch. — Ueber den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts. *Physik. Zeitschr.* **9** 1908-901-905).

Cl. A. Skinner. — An investigation of the optical properties of films of magnetic metals. (*Phil. Mag.*, VI **16** 1908-853-865).

N. W. Coblentz. — Selective radiation from various solids. *Bull. of the Bureau of Standards*, **5**-1908-459-491).

W. Voigt. — Ein optisches Paradoxon. (*Ann. d. Phys.*, IV **27** 1908-1025-1024).

H. Rubens. — Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. *Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-874-875

R. Ladenburg. — Ueber die Absorption des Lichtes in leichtem Wasserstoff. *Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908-550-561).

F. Stumpf. — Beitrag zur Prüfung des Beerschen Absorptionsgesetzes. (*Phys. Zeitschr.*, **10**-1909-29-32).

C. Maclaurin. — On optical dispersion formula. (*Roy. Soc. Proc.*, A-**81**-1908-567-577).

O. v. Baeyer. Ueber den Einfluss der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer Gehrcke. (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-851-854).

C. Cuthbertson. — On the refraction and dispersion of krypton and xenon and their relation to those of helium and argon. (*Roy. Soc. Proc.*, A-**81**-1908-440-448).

H. C. Rentschler. — A new method for measuring the index of refraction of a gas for different lighthwaves and results obtained for several gases. *Astroph. Journ.*, **28**-1908-345-359).

Kurt Herrmann. — Nachtrag zu der Arbeit über die Brechung und Dispersion des Heliums. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908-476-482).

K. Scheel und Schmidt. — Ueber das Lichtbrechungsvermögen des Heliums. (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-921-925).

G. Ercolini. — Sulla polarizzazione delle foglie e lamine d'oro. (*Il Nuovo Cimento*, V **16** 1908-298-314).

T. S. Patterson. — The objective demonstration of the rotation of the plane of polarisation of light by optically active liquids. (*Nature*. **79**-1908-249).

A. Goldmann. — Lichtelektrische Untersuchungen an Farbstoffzellen (*Ann. d. Phys.*, IV-**27**-1908-449-536).

A. Winkelmann — Ueber einige Erscheinungen, die bei der Beugung des Lichtes durch Gitter auftreten. *Ann. d. Phys.*, IV-**27**-1908-905-954).

H. C. Pocklington. — On anomalies in the intensity in diffracted Spectra. (*Proc. of the Roy. Soc.*, **81**-1908-455-459.

Ricco. — Lo spettroheliografo del R. Osservatorio di Catania (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17**-1908-529-535.

W. H. Julius. — Anomalous refraction phenomena investigated with the spectroheliograph. (*Proc. Roy. Acad. Amsterdam*. 1908-215-222).

W.-H. Julius. — Anomalous refraction phenomena investigated with the spectroheliograph. *Astroph. Journ.*, **28**-1908-360-370).

Deslandres. — Caractères de la couche supérieure de l'atmosphère gazeuse du soleil. *Comptes Rendus* **147** 1908-1016-1023).

H. E. Ives — Eine Experimentaluntersuchung über die Lippmannsche Farben-Photographie. *Zeitschr. f. Wiss. Phot.*, VI, **11** 1908-375-406.

Œsten Bergstrand. — Sur l'emploi d'écrans colorés et de plaques orthochromatiques pour l'observation photographique des étoiles fixes. (*Comptes Rendus*, **147** 1908-1465-1466).

J. Stark — Ueber die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation (*Phys. Zeitschr.* **9** 1908-897-900

Baldet et Quénisset — Étude des photographies de la comète Morehouse 1908 c, obtenues à l'observatoire de Juvisy. *Comptes Rendus*, **147** 1908-1055-1056

SPECTROSCOPIE

W.-G. Duffield. — The effect of pressure upon arc spectra *Roy. Soc. Proc.*, A-**81**-1908-378-380; *Phil. Trans.*, A-**208**-1908-111).

E. C. Cyril Baly et W. Bradshaw Tuck. — The relation between absorption spectra and chemical constitution. Some aromatic hydrocarbons. *Chem. News*, **98**-1908-266.

J. Stark. — Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im Bandenspektrum. *Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-889-894

Paterno e Mazzucchelli. — Sopra gli spettri d'emissione di alcuni elementi ad elevata temperatura. *Atti della Reale Acc. dei Lincei* V-**17**-1908-428-432).

J. E. Purvis. — Spectres d'absorption de quelques composés de pyridine. (*Proc. of the Cambridge Phil. Soc.*, VI **14** 1908-568-577.

C. Fritsch. — Die Fraunhoferschen Linien des Thaliums und ein Versehen in Rowlands New Table of standard wawe-lengths *Physik. Zeitschr.*, **9**-1908-900-901).

A. Fowler. — The spectrum of Scandium and its relation to solar spectra. (*Roy. Soc. Proc.*, A-**81**-1908-535-536).

P. Kien. — Ueber das Flammenspektrum des Kupferchlorids. (*Zeitschr. f. Wiss. Phot.*, VI-**10**-1908-537-558).

A. Hagenbach. — Spectre à bandes de l'azote donné par l'arc voltaïque dans l'air à basse pression 91e *Session de la Soc. Helv. des Sc. Nat. réunie à Glaris; Arch. d. Sc. Phys. et Nat.*, **26**-1908-528-530.

P. Zeeman. — Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne. (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-854-855).

H. Deslandres et J. Bosler. — Sur le spectre de la comète Morehouse. *Comptes Rendus*, **147** 1908-954-954.

PHOSPHORESCENCE

H. Zickendraht. — Sur la fluorescence de la vapeur du sodium. 91e *Session de la Soc. Helv. des Sc. Natur. réunie à Glaris*.

E. L. Nichols et E. Merritt. — Études sur la luminescence. V. — Le phénomène de phosphorescence considéré à partir de la théorie de la dissociation. (*Phys. Rev.*, **27**-1908-567-599.

IONISATION

A. lo Surdo. — La condensazione del vapor d'acqua nelle emanazioni della solfatara di Pozzuoli. (*Il Nuovo Cimento*, V **16** 1908-315-319.

Philips. — Note on the recombination of ions in air. (*Phys. Soc.*, 13 nov. 1908.

C.-G. Carroll. — Sur la vitesse des ions *Am. Chem. Journ.*, **12**-1906-594.

E. Rothé. — Influence de la pression sur les phénomènes d'ionisation courbes de courant et courbes à champ constant *Comptes rendus*, **147** 1908-1279-1281).

V. Chiarini. — Azione di una punta elettrizzata sopra alla fiamma di una candela *Il Nuovo Cimento*, V **16** 1908-520-521.

A. Holt. — The decomposition of carbon dioxide by the silent electric discharge. (*Chem. News*, **98**-1908-316).

ÉLECTROLYSE

Hans Georg Moller. — Elektrolytische Vorgänge an der Elektrodenoberfläche Ueberspannung und Electrokapillarität *Ann. d. Phys.*, **27**-1908-665-711).

A. P. Laurie. — Die elektromotorische Kraft von Jodkonzentrationsketten in Wasser und Alkohol *Zeitschr. f. Phys. Chem.*, LXIV **5**-1908-615-628; *Roy. Soc. Proc. Edinb.*, **5** 1908-582

W. Broniewski — Sur la formule de Helmholtz relative à la force électromotrice d'une pile. *J. de Phys.*, IV-**7**-1908-954-957.

J. N. Bronsted — Die elektromotorische Kraft der Konzentrationskette *Zeitschr. f. Phys. Chem.* **65** 1908-84-92

W. Kistiakowsky. — Mesure méthodique du potentiel des électrodes. (*Zeitschr. f. Elektrochimie*, **14**-1908-113).

Friedr. Kohlrausch. — Le coefficient de température du mouvement des ions dans l'eau est une fonction du mouvement même. (*Zeitschr. f. Elektroch.*, **14**-1908-129-155).

E. T. Wherry et E. F. Smith. — Emploi d'une anode rotative dans la précipitation électrolytique de l'uranium et du molybdène. (*Am. Chem. Soc.*, **29**-1907-806).

CHIMIE PHYSIQUE — ATOMISTIQUE

J. Larmor. — On the physical aspect of the atomic theory. (*Manchester Liter. and Philos. Soc., Chem. News*, **97**-1908-109-110).

V. Poschl. — Une nouvelle périodicité fonction des poids atomiques. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **6**-707-708).

Fitzgerald et A. Lapworth. — Ester catalysis and a modification of the theory of acids. (*Chem. News*, **98**-1908-517).

P. Pascal. — Recherches magnéto-chimiques. (*J. de Phys.*, IV-**7**-1908-921-950).

P. Weimarn. — L'état cristallin liquide comme propriété générale de la matière. (*Journ. de la Soc. Physico-Ch. Russe*; *Sect. de Chimie*, **40**-1908).

Bottazzi e Scalinci. — Ricerche chimico-fisiche sulla lente cristallina. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17**-1908-445).

Chaudesaigues. — Le mouvement brownien et la formule d'Einstein. (*Comptes Rendus*, **147**-1908-1044-1046).

J. D. Van der Waals. — On the law of molecular attraction for electrical double points. (*Proceed. Roy. Acad. Amsterdam*, **11**-1908-515-516).

P. Walden. — Ausdehnungsmodulus, spezifische Kohasion, Oberflächenspannung und Molekulargrösse der Lösungsmittel. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **2**-129-225).

D.-F. Comstock. — A second-order force on moving molecules. (*Phys. Rev.*, **27**-1908-528).

William Sutherland. — Une autre méthode de mesure des masses moléculaires. (*Phil. Mag.*, **16**-1908-497-512).

Ernst Wagner. — Über den Einfluss des hydrostatischen Druckes auf die Stellung der Metalle in der thermoelektrischen Spannungsreihe. (*Ann. d. Phys.*, IV-**27**-1908-955-1001).

B. W. Clack. — On the coefficient of diffusion. (*Phil. Mag.*, VI-**16**-1908-865-879).

Max v. Wogan. — Über die Berechnung der Diffusionskonstanten von Nichtelektrolyten in flüssiger Lösung. (*Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908-542-545).

Gallaroti. — Sulla dispersione per evaporazione nei liquidi elettrizzatti. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17**-1908-655).

J. Clerck Maxwell. — Sur l'équilibre des substances hétérogènes. (*Phil. Mag.*, VI-**16**-1908-818-824).

J. D. Van der Waals. — Contribution to the theory of binary mixtures. (*Proc. Roy. Acad. Amsterdam*, **11**-1908-517-555).

F. Dolezalek. — Zur Theorie der binären Gemische und konzentrierten Lösungen. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **6**-1908-727-747).

A. Benrath. — Über die elektrische Leitfähigkeit von Salzen und Salzgemischen. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, LXIV-**6**-1908-695-706).

J. Amann. — Conductibilité et réfraction. (*Soc. Vaudoise des Sc. Nat.*, 20 juin 1908).

V. Plotnikov. — La relation entre la conductivité moléculaire et la concentration. (*Journ. de la Soc. Phys.-Chim. Russe*; *Sect. de Chimie*, **40**-1908).

V. F. Hess. — Über eine allgemeine Beziehung zwischen Volumkontraktion und Lösungsdichte und über ähnliche Formen des Refraktionsvermögens der Flüssigkeitsgemische. (*Ann. d. Phys.*, IV-**27**-1908-589-625).

A. Eucken. — Über den Einfluss der Ionenreaktionsgeschwindigkeit auf die Gestalt der Stromspannungskurven. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **5**-1908-562-580).

V. Plotnikov. — Sur la décomposition des ions complexes. (*Journ. de la Soc. Phys. Chim. Russe*; *Sect. de Chimie*, **40**-1908).

J. J. van Laar. — Einige Bemerkungen über den osmotischen Druck. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **5**-1908-629-652).

Berkeley, E. G. J. Hartley, C. V. Burton. — On the osmotic pressures of aqueous solutions of calcium ferrocyanide. — Concentrated solutions. (*Roy. Soc. Proc.*, **81**-1908-454).

F. Wiemers. — Osmotische Untersuchungen über Alkalihaloide. (*Ann. d. Phys.*, IV-**27**-1908-1081-1098).

J. H. Davies. — Untersuchungen über die Bildung und Zersetzung von Ammoniak durch die stille elektrische Entladung in einem Siemensrohre, unter besonderer Berücksichtigung der Gültigkeit des Gesetzes der Massenwirkung. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **6**-1908-657-685).

Rolla. — Contributo alla teoria delle soluzioni colloidali. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17**-1908-575).

Rolla. — Contributo alla teoria delle soluzioni colloidali. (*Atti della Reale Acc. dei Lincei*, V-**17**-1908-645).

L. Michel. — Sur les variations de la composition des colloïdes qui se forment dans une solution de $FeCl^3$ selon les conditions de l'hydrolyse. (*Comptes Rendus*, **147**-1908-1288-1290).

L. Michel. — Sur la composition des colloïdes hydro-oxychloroferriques, étudiée par la filtration au travers des membranes en collodion. (*Comptes Rendus*, **147**-1908-1052-1054).

A. Dumanskij. — La diffusion dans un milieu colloïdal. (*Journ. de la Soc. Phys. — Chim. Russe*; *Sect. de Chim.*, **40**-1908-1579-1585).

Lapworth. — An examination of the conception of hydrogen ions in catalysis, salt formation, and electrolytic conduction. (*Chem. News*, **98**-1908-517).

R. Wegscheider. — Die katalytische Gleichgewichtsverschiebung bei der Salmiakverdampfung und die Thermodynamik. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **65**-1908-97-110).

K. Jablczynski. — Zur Kenntnis der Katalyse in heterogenen Systemen. Die Zersetzung des Chromochlorurs an Platinblech. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, L. XIV-**6**-1908-748-758).

P. Brauer. — Über die kalorimetrische Bestimmung der Wärmeentwicklung an den Elektroden. (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **65**-1908-11-120).

A. S. King. — The relative intensities of the calcium lines H. K. and λ 4227 in the electric furnace. (*Astroph. Journ.*, **28**-1908-589-596).

W. Geoffrey Duffield et R. Rossi. — The emission spectrum of silver heated in a carbon tube furnace in air. (*Astroph. Journ.*, **28**-1908-371-378).

TECHNIQUE

V. H. Veley. — Appareil pour déterminer les constantes diélectriques des liquides non conducteurs. (*Faraday Society*, mai 1908).

Herman Scholl. — Die Eichung des Quadrantelektrometers. (*Physik. Zeitschr.*, **9**-1908-915-919).

Fr. Bates. — Remarks on the quartz compensating polariscope with adjustable sensibility. (*Bull. of the Bureau of Standards*, **5**-1908-195-198).

H. W. Webb. — A study of electric wave vibrators and receivers. (*Phys. Rev.*, **27**-1908-520).

J. J. Taudin Chabot. — Über das elastiche element der mechanischen Modelle von Vorgängen im Aether. (*Phys. Zeitschr.*, **9**-1908-805-806).

H. Kamerlingh Onnes et C. Braak. — On the measurement of very low temperatures. On the standardizing of temperatures by means of boiling points of pure substances. The determination of the vapour pression of oxygen at three temperatures. (*Proc. Roy. Acad. Amsterdam*, **11**-1908-535-541).

Le Gérant : Pierre Aubert.

65.550. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Les propriétés optiques de l'eau dans le spectre infra-rouge

Par H. RUBENS et E. LADENBURG †

(Institut de Physique de l'Université de Berlin.)

La connaissance des propriétés optiques de l'eau a de l'importance, non seulement pour les physiciens, mais encore pour les météorologues et les physiologistes. L'eau, à l'état liquide et solide, recouvre plus des deux tiers de notre planète ; à l'état gazeux, elle se trouve en quantité notable, dans notre atmosphère ; elle est le constituant le plus important du corps humain, et en particulier de notre organe visuel. C'est pourquoi de nombreuses recherches ont été effectuées sur la mesure de l'absorption et de la dispersion de l'eau, à l'état liquide et gazeux. L'absorption de l'eau liquide est assez bien connue dans le domaine spectral qui va de 0,2 μ à 8,0 μ[1]. Pour la vapeur d'eau[2], les mesures s'étendent même jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 20\ \mu$.

Nous en savons beaucoup moins sur la dispersion de l'eau, en particulier dans le domaine des grandes longueurs d'onde. Il est vrai que dans l'ultra-violet, les difficultés des mesures de dispersion sont petites, car l'eau y est assez transparente : on a fait, dans ce domaine, des observations étendues, qui vont de la limite de transparence de l'eau, vers 0,2 μ, jusqu'à la région visible du spectre[3]. Mais dans l'infra-rouge, l'absorption intense, qui commence tout près de l'extrémité rouge du spectre visible, rend très difficiles les mesures de dispersion, par les méthodes habituelles.

En se servant de la méthode du prisme on a pu étendre les mesures jusqu'à la longueur d'onde 1,2 μ[4]. L'emploi de la méthode réfractométrique[5] a permis récemment de déterminer la dispersion de l'eau jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 2{,}5\ \mu$; mais, par cette méthode aussi, il a été impossible d'aller plus loin dans le domaine des grandes longueurs d'onde.

Par contre, il existe une voie indirecte qui permet de déterminer sans difficulté notable la dispersion de l'eau dans ce domaine par la mesure du pouvoir réflecteur et du coefficient d'extinction. Sans doute, les résultats des mesures de dispersion par cette méthode *indirecte* sont notablement moins précis que les données des méthodes *directes*. Mais cet inconvénient est compensé par le fait que la méthode indirecte est applicable à un champ bien plus étendu.

Dans ce qui suit, nous allons rendre compte de nos expériences sur la mesure de la dispersion de l'eau par la méthode indirecte, ainsi que de nos déterminations connexes du pouvoir réflecteur et du coefficient d'extinction.

Pouvoir réflecteur de l'eau. — Nous avons récemment déterminé le pouvoir réflecteur de l'eau dans le spectre infra-rouge, entre $\lambda = 1\ \mu$ et $\lambda = 21\ \mu$[1]. La méthode était la suivante : le rayonnement d'une source lumineuse (lampe Nernst, bec Auer) était dispersé par un spectroscope, puis réfléchi alternativement et dans les mêmes conditions par une surface d'eau et un miroir d'argent. Le rapport des déviations, que subissait dans les deux cas le microradiomètre qui nous servait à la mesure du rayonnement, donnait immédiatement le pouvoir réflecteur de l'eau pour la longueur d'onde étudiée. Les mesures ont été faites pour un angle d'incidence de 12 degrés, mais, comme le pouvoir réflecteur est à peu près indépendant de l'angle d'incidence, lorsque celui-ci est petit, les nombres publiés valent aussi pour le cas de l'incidence normale.

Une série d'expériences de contrôle a établi que l'absorption de la vapeur d'eau n'a pas eu d'influence sur les résultats de nos mesures de réflexion. On pou-

1. Kreusler. *Ann. der Phys.*, **6**-1901, 412. — L. Aschkinass, *Wied. Ann.*, **55**-1895-401. — F. Paschen, *Wied. Ann.*, **51**, p. 1, **52**, p. 209, 1894.

2. H. Rubens et E. Aschkinass, *Wied. Ann.*, **64**-1898, 584. — F. Paschen, *Loc. cit.*

3. H. Th. Simon, *Wied. Ann.*, **53**-1894, 542. — E. Ladenburg, *Ann. d. Phys.*, **12**-1905, 85.

4. H. Rubens, *Wied. Ann.*, **45**-1892, 258.

5. J. Seegert, *Diss.*, Berlin, 1908 (thèse de doctorat).

1. H. Rubens et E. Ladenburg, *Berl. Ber.*, 1908, [illegible] *Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908, 227.

vait s'attendre à trouver une telle influence; en effet, pour les mesures du pouvoir reflecteur, les rayons se réfléchissent dans une des expériences sur de l'argent, dans l'autre sur une surface d'eau; dans ce dernier cas ils ont à traverser une couche d'air saturé de vapeur d'eau qui se trouve au voisinage immédiat de la surface réfléchissante; dans le premier, au contraire, ils passent, dans tout leur parcours, à travers des couches d'air ayant l'état hygrométrique de l'atmosphère de la chambre. S'il y avait une influence de cette couche de vapeur saturée, elle se ferait sentir d'une façon bien plus considérable lorsque l'air de la chambre est relativement sec, que lorsqu'il est presque saturé. Cependant nous avons obtenu, même dans les régions spectrales où se trouvent les fortes bandes d'absorption de la vapeur d'eau, les mêmes valeurs du pouvoir réflecteur pour deux séries de mesures effectuées dans une atmosphère dont l'état hygrométrique était dans un cas de 45 pour 100, dans l'autre de 88 pour 100.

De plus, nous avons établi que, dans nos expériences, on pouvait saturer de vapeur d'eau une couche d'air de 12 centimètres de long, sans diminuer notablement l'intensité du rayonnement dans les régions d'absorption de la vapeur d'eau. A cet effet, nous avons intercalé sur le trajet des rayons un tube de laiton de 12 centimètres de long et 8 centimètres de large, fermé par des plaques de fluorine, et observé la variation de l'intensité dans le spectre entre 5,5 et 7 μ lorsque nous faisions passer la teneur en vapeur d'eau de l'air à l'intérieur du tube de 72 pour 100 (teneur de l'atmosphère extérieure) à 100 pour 100

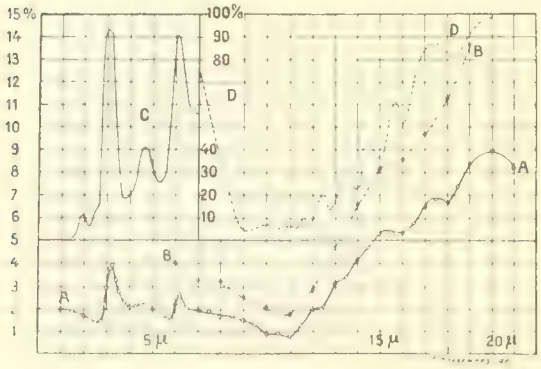


Fig. 1.

saturation). Dans les deux cas, nous avons obtenu les mêmes déviations, aux erreurs près des expériences. Si l'on réfléchit que, dans nos mesures de réflexion, le parcours total des rayons, depuis la source lumineuse jusqu'au microradiomètre, étant de 2,5 m., ce résultat ne semble pas très étonnant. En effet, par suite de la structure particulière des spectres d'absorption des corps gazeux, on constate dans les mesures spectro-thermométriques une dérogation apparente à la loi d'absorption, en ce sens que le calcul du coefficient d'extinction donne des nombres d'autant plus petits que la couche traversée est plus grande[1].

D'après ce qui précède, nous avons le droit de conclure que nos mesures du pouvoir réflecteur ne sont pas entachées d'erreurs dues à l'absorption de la vapeur d'eau. Nous avons représenté par la courbe A de la figure 1 la variation du pouvoir réflecteur en fonction de la longueur d'onde.

Détermination de l'absorption de l'eau. — Parmi les divers travaux sur le spectre d'absorption infra-rouge de l'eau liquide, celui de M. Aschkinass est sans doute le plus soigné[2] : il a déterminé l'absorption de l'eau, en lames d'épaisseurs diverses, dans la région du spectre comprise entre 0,5 μ et 8,5 μ. La courbe C, figure 1, reproduit les résultats des mesures de M. Aschkinass, pour une couche d'eau de 0,01 mm. d'épaisseur, la plus mince qu'il ait étudiée. Les valeurs du coefficient d'extinction de l'eau qu'on peut calculer, d'après ces observations, sont remarquablement faibles, justement dans la première bande d'absorption, $\lambda = 5{,}06\,\mu$, à laquelle correspond un grand pouvoir réflecteur anormal, comme le montrent nos courbes. Aussi, comme il suffit de très faibles impuretés dans le spectre pour amener des erreurs considérables dans la détermination des coefficients d'extinction, si la transparence de la lame en expériences, pour la région du spectre étudiée, est très faible, il n'est guère possible de déduire des valeurs de l'absorption, observées pour une couche aussi épaisse de substance, une valeur un tant soit peu exacte du coefficient d'extinction. Nous avons donc résolu d'étudier le spectre d'absorption de l'eau en couches encore plus minces. Comme, d'autre part, nous avions l'intention d'effectuer ces mesures jusqu'à des longueurs d'onde aussi grandes que possible, il nous a fallu renoncer à enfermer la couche d'eau à examiner entre des plaques de fluorine. Seules les lamelles d'eau de savon pouvaient donc être considérées comme adaptées à nos recherches. Nous nous servîmes de deux solutions différentes de savon qui contenaient, l'une 89 pour 100 d'eau, 10 pour 100 de glycérine et 1 pour 100 d'oléate de sodium; l'autre 72,5 pour 100 d'eau, 25 pour 100 de glycérine, et 2 1/2 pour 100 d'oléate de sodium. La solution la plus concentrée a été préparée par la méthode de Boys, l'autre par la dilution de la première. Pour maintenir

1. Les bandes d'absorption de la vapeur d'eau et du gaz carbonique dans l'infra-rouge ont une structure très complexe. Leur absorption sur le rayonnement assez peu monochromatique que donne dans l'infra-rouge un spectroscope ordinaire, est sélective : elle est donc représentée par une somme d'exponentielles. A mesure que l'épaisseur de gaz traversée augmente, la proportion des longueurs d'onde faiblement absorbables augmente également, l'absorption totale croît de plus en plus lentement et le coefficient d'extinction semble diminuer. *Note du traducteur.*

2. E. Aschkinass, *Wied. Ann.*, 55, 1895, 401.

constante l'épaisseur des lamelles d'eau de savon pendant une série d'expériences qui duraient souvent plusieurs heures, nous avons choisi, après beaucoup de vains essais, le procédé suivant : Dans un vase de verre G (fig. 2) à demi rempli d'une solution d'eau de savon plongeait un étrier de fil métallique B, courbé en forme d'U, et recouvert à l'aide d'un fil auxiliaire d'une lamelle d'eau de savon, qui se raccordait en bas avec la surface du liquide. Près du sommet de l'étrier débouchait un tube capillaire vertical CC, d'environ 25 cm. de long et de 0,4 mm. de diamètre intérieur, fixé à la tige de l'étrier par deux anneaux de caoutchouc. Un tube de caoutchouc faisait communiquer l'extrémité supérieure du tube capillaire avec un large entonnoir D. Si l'on versait dans ce récipient de la solution d'eau de savon, celle-ci s'écoulait avec une lenteur extrême et tout à fait régulièrement à travers le tube capillaire jusqu'à la membrane d'eau de savon, qui prenait bientôt dans sa partie médiane et inférieure une épaisseur constante, et qui restait invariable tant que l'on maintenait à une hauteur à peu près fixe le niveau du liquide dans le récipient D. L'expérience montra qu'il suffisait de prendre, toutes les 10 minutes environ, quelques centimètres cubes de la solution d'eau de savon dans le vase G, et de les verser en D. On a pu ainsi garder pendant des heures une lamelle d'eau de savon invariable, et d'épaisseur constante. Dans le cas où la lamelle était détruite et reformée à nouveau, on trouva que son épaisseur, après rétablissement de l'état stationnaire, était la même lorsque les conditions extérieures de l'expérience étaient restées les mêmes. En outre des constantes de l'appareil, comme la grandeur et la forme de l'étrier, la longueur et le diamètre intérieur du tube capillaire, l'épaisseur de la membrane dépend surtout de la composition de la solution de savon et de la température[1].

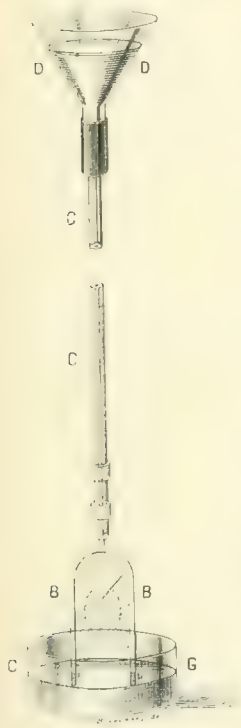


Fig. 2.

La mesure de l'épaisseur de la lamelle d'eau de savon étudiée se fit optiquement, par l'observation des franges d'interférence que présentait dans le spectre la lumière d'une lampe Nernst réfléchie normalement par la lamelle. Si l'on observe des franges obscures pour les longueurs d'onde λ_1, λ_2, λ_3, etc., si l'on appelle d l'épaisseur cherchée de la lamelle, n_1, n_2, n_3,... les indices de la solution de savon, correspondant aux longueurs d'onde λ_1, λ_2, λ_3..., m l'ordre d'interférence de la frange située le plus loin dans le rouge, on obtient les équations :

$$2n_1 d = m\lambda_1 \; ; \quad 2n_2 d = (m+1)\lambda_2 \; ;$$
$$2n_3 d = (m+2)\lambda_3 \text{, etc.,}$$

qui permettent de calculer les deux inconnues d et m. Le fait que m doit être un nombre entier peut servir au contrôle des expériences.

L'épaisseur de la couche se montra très variable d'un point à l'autre. A l'intérieur de la région qui a servi aux mesures d'absorption, et qui est limitée sur la figure 2 par une ligne ponctuée, les différences étaient d'environ 10 pour 100. C'est pourquoi nous avons fait des mesures en plusieurs points de cette région, puis nous avons établi une moyenne. Nous avons toujours fait de telles expériences, avant le début et après la fin des mesures d'absorption.

La figure 3 reproduit graphiquement les résultats que nous avons obtenus dans nos mesures d'absorption sur deux lamelles d'eau de savon dont l'une (L_1), contenait 10 pour 100 de glycérine, et avait une épaisseur moyenne de 3,05 μ (courbe A), et l'autre (L_2) contenait 25 pour 100 de glycérine avec une épaisseur moyenne de 1,89 μ seulement (courbe B). La première de ces lamelles a été renouvelée trois fois, la seconde deux fois pendant les expériences. Dans tous les cas, la nouvelle lamelle avait une épaisseur si voisine de celle de l'ancienne, qu'il a été inutile d'effectuer de réduction.

Les deux courbes présentent très nettement les trois maxima connus d'absorption de l'eau, qui se trouvent au début de l'infra-rouge, $\lambda = 3,06$ μ, 4,70 μ et 6,08 μ[1]. Mais, tandis que dans la courbe C, figure 1, qui représente les observations de M. Aschkinass, les maxima de 3,06 et 6,08 μ sont presque égaux, leur différence sur nos courbes est extrêmement grande. Jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 6,5$ μ, les deux lamelles donnent à peu près les mêmes coefficients d'extinction. Ceci n'est pas très étonnant, car, dans cette région du spectre, l'eau et la glycérine ont, au point de vue qualitatif et quantitatif, des propriétés voisines. Les coefficients d'extinction calculés ainsi concordent assez bien avec ceux que donnèrent les expériences de M. Aschkinass, sauf ceux qui sont relatifs à la première bande d'absorption, $\lambda = 3,06$ μ. Dans cette

1. Les expériences décrites ici ne réussissent que lorsque le tube capillaire est d'une propreté parfaite, et la solution de savon d'une homogénéité absolue.

1. Les mesures d'absorption ont été faites jusqu'à 8 μ avec un prisme de fluorine, jusqu'à 12 μ avec un prisme de sel gemme, et jusqu'à 18 μ avec un prisme de sylvine. La [illegible] de la lentille était de 0,1 mm. jusqu'à 4 μ, de 0,5 mm. jusqu'à 5,5 μ, de 0,6 mm. jusqu'à 15 μ et de 1,2 mm. au [illegible] cette longueur d'onde.

[illegible], nos valeurs sont à peu près triples de celles de M. Aschkinass, comme le montre le tableau suivant[1]

Tableau I

λ	Coefficient d'extinction de l'eau	
	D'après Aschkinass $d = 0.01$ mm.	D'après Lubens-Ladenburg $d = 0.00509$ mm
5,00	0,0645	0,175
7,70	0,0202	0,0167
6,00	0,102	0,107
6,5	0,055	0,048

De plus, les courbes A et B de la figure 5 présentent deux maxima nets vers 7,0 μ et 9,5 μ, qui sont plus

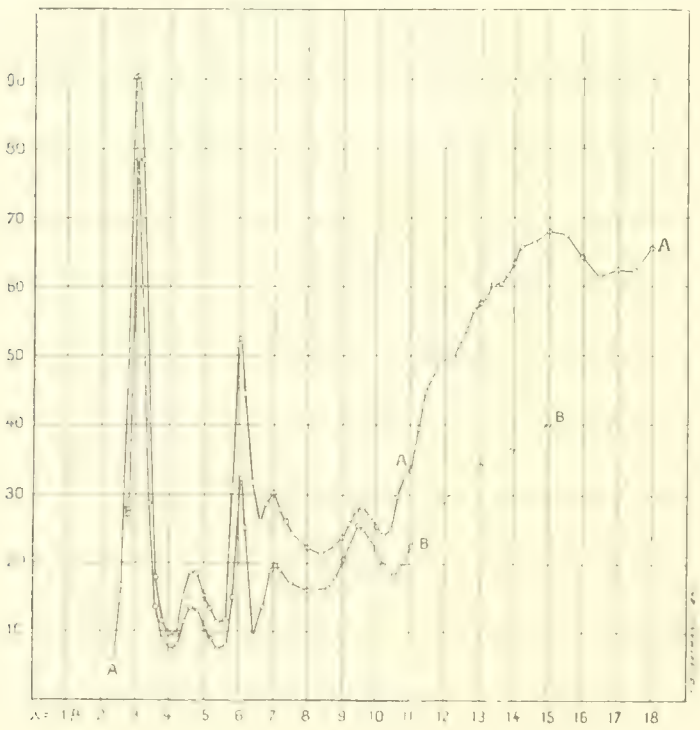


Fig. 5.

prononcés sur la courbe B que sur la courbe A. Leur position ne coïncide pas exactement sur les deux courbes. Ces maxima sont certainement dus à la glycérine contenue dans les solutions. D'après les [illegible] de M. Rubsaloff[2], la glycérine présente entre 6,6 et 7,0 [illegible] une absorption qui croît rapidement, pour décroître de nouveau vers de plus grandes longueurs d'onde. De plus, en examinant une lame très mince de glycérine emprisonnée entre deux plaques de fluorine, nous avons pu constater un maximum d'absorption très prononcé; vers 9,4 μ, sa position coïncide presque exactement avec celle du second maximum dont nous venons de parler. L'absorption de l'eau entre 9 et 10 μ ne croît que lentement et assez régulièrement avec la longueur d'onde. Au delà de 10 μ, l'absorption de la lamelle d'eau de savon augmente de nouveau rapidement en fonction de la longueur d'onde, atteint un maximum vers 15 μ environ, un minimum entre 16 et 17 μ, et continue à croître ensuite, comme le montre la courbe A, figure 1.

On ne peut méconnaître la ressemblance de notre courbe d'absorption A, figure 5, au delà de 10 μ, avec la courbe D, figure 1, qui représente d'après d'anciennes expériences[1] l'absorption dans la même région du spectre par une couche de vapeur d'eau de 60 centimètres d'épaisseur à la pression atmosphérique. D'autre part, on constate une analogie très nette entre notre courbe d'absorption et les courbes A et B de la figure 1, qui représentent le pouvoir réflecteur d'une surface d'eau, pour des angles d'incidence de 12 et de 50 degrés. Les deux courbes de réflexion s'élèvent rapidement et assez régulièrement de 11 μ à 15 μ, et présentent, au delà de cette longueur d'onde, une inflexion qui correspond au minimum de la courbe d'absorption.

Nous avons calculé le coefficient d'extinction de l'eau entre 2,6 et 3,6 μ, et au delà de 10 μ, au moyen des valeurs de l'absorption de la lamelle L_1 à 10 % de glycérine. Ce calcul est donc fondé sur l'hypothèse que, dans ces régions du spectre, l'absorption de la glycérine ne diffère pas trop de celle de l'eau ? cette hypothèse est justifiée en général par les expériences parallèles sur les deux lamelles. Dans le domaine spectral compris entre $\lambda = 3,6\ \mu$ et $\lambda = 9\ \mu$, nous avons calculé le coefficient d'extinction d'après les données de M. Aschkinass, pour l'absorption d'une couche d'eau de 0,01 mm., avec lesquelles concordent en général assez bien les valeurs obtenues à l'aide de la lamelle L_1; cependant les nombres de M. Aschkinass ont l'avantage de correspondre à l'eau pure et non à une solution de savon.

Calcul de la dispersion. — Soient R le pouvoir réflecteur, relatif à une intensité incidente I, g le coefficient d'extinction pour la même longueur d'onde λ,

[illegible]

2. Rubsaloff, *Bull.* [illegible] 1896.

1. H. Rubens et E. Aschkinass, *Wied. Ann.*, 64, 1898, 584.

on sait qu'on en déduit pour l'indice de réfraction correspondant n l'expression suivante :

$$n = \frac{1+R}{1-R} \pm \sqrt{\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 - g^2 - 1}$$

où toutes les grandeurs sont relatives à l'incidence normale.

Le tableau ci-dessous contient, pour une série de longueurs d'onde du spectre infra-rouge, le coefficient d'extinction g et le pouvoir réflecteur R ; cette dernière grandeur n'est pas, comme d'habitude, donnée en pour cent de l'intensité incidente, elle représente l'énergie réfléchie quand l'intensité incidente est égale à 1 ; le tableau donne, de plus, l'indice de réfraction

Tableau II

Coefficient d'extinction g, pouvoir réflecteur R, et indice de réfraction n de l'eau à 18°

λ	g	R	n	n'
1,0	—	0,0195	1,325	—
1,5	—	0,0188	1,316	—
2,0	—	0,0170	1,300	—
2,4	—	0,0148	1,275	—
2,6	0,011	0,0126	1,255	1,253
2,8	0,050	0,0159	1,282	1,288
3,0	0,175	0,0290	1,365	1,410
3,2	0,169	0,0590	1,456	1,492
3,4	0,059	0,0524	1,457	1,459
3,6	0,014	0,0260	1,384	1,385
3,8	—	0,0226	1,355	—
4,0		0,0209	1,358	—
4,5	0,016	0,0216	1,345	1,344
5,0	—	0,0198	1,330	—
5,5	—	0,0170	1,300	—
5,8	0,042	0,0145	1,271	1,274
6,0	0,102	0,0214	1,324	1,341
6,2	0,099	0,0250	1,360	1,375
6,5	0,055	0,0212	1,354	1,358
7,0	0,045	0,0200	1,327	1,331
8,0	0,048	0,0168	1,295	1,298
9,0	0,050	0,0140	1,264	1,269
10,0	0,056	0,0085	1,196	1,205
11,0	0,105	0,0072	1,150	1,184
12,0	0,247	0,0200	1,187	1,330
13,0	0,299	0,0310	1,269	1,428
15,0	0,426	0,0555	1,332	1,600
18,0	0,428	0,0675	1,505	1,702

n calculé par la formule précédente. Dans la cinquième colonne, enfin, se trouve la valeur de l'indice (n'), que posséderait un corps absolument transparent, ayant le même pouvoir réflecteur que l'eau en chaque point du spectre. On obtient cette valeur de (n') en posant $g = 0$ dans l'expression précédente, c'est-à-dire en appliquant la formule simple de Fresnel, pour l'incidence normale. Cette formule, comme on le voit, donne aussi pour l'eau, dans une partie assez grande du spectre, des valeurs à peu près exactes de l'indice de réfraction. Si R est très petit, — et c'est le cas pour l'eau dans toutes les régions explorées du spectre, — la valeur de g n'a d'influence sur la grandeur n que si g^2 n'est pas négligeable par rapport à 4 R. Ceci n'a lieu pour l'eau qu'en peu d'endroits du spectre.

Par contre, le rapport direct qui existe entre l'absorption et la réfraction est très nettement visible dans tout le domaine spectral étudié, même là où la valeur du coefficient d'extinction est trop faible pour jouer un rôle important dans la formule de Beer.

La figure 4 donne la courbe de dispersion de l'eau, dans l'ultra-violet d'après les observations de Flatow, entre 0,5 et 7 μ d'après les nombres du tableau. La forme de la courbe de dispersion ressemble beaucoup

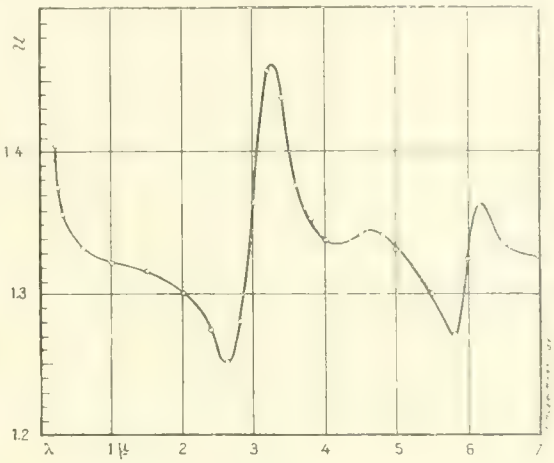


Fig. 4.

à celle de la courbe de réflexion (A, fig. 1) et présente, comme celle-ci, les deux maxima très prononcés de 5,25 et 6,21 μ, qui correspondent aux deux bandes d'absorption de l'eau vers $\lambda = 5,06$ et 6,08 μ. Le petit maximum de la courbe de dispersion entre 4,5 et 4,8 μ est lié, sans doute, lui aussi au maximum d'absorption de l'eau observé pour 4,7 μ.

La théorie exige que les maxima du pouvoir réflecteur et de l'indice de réfraction soient situés à de plus grandes longueurs d'onde que les maxima de l'absorption ; c'est ce que confirment nos expériences.

Les nombres du tableau 2 montrent, de plus, que l'indice de l'eau passe vers $\lambda = 11 \mu$ par un minimum profond ($n = 1,150$) et croît ensuite de nouveau avec la longueur d'onde ; à la limite de la région étudiée du spectre il atteint la plus grande valeur qui ait été observée jusqu'ici dans le spectre optique de l'eau ($n = 1,505$).

Expériences de rayons restants. — Il nous reste à rendre compte d'expériences que nous avons établies en vue de déterminer les propriétés optiques de l'eau pour de très grandes longueurs d'onde, pour les rayons restants de la fluorine (5 réflexions, longueur d'onde moyenne 25,5 μ), et les rayons restants du sel gemme (5 réflexions, longueur d'onde moyenne

51,2 μ. La méthode employée est celle qui a servi aux mesures décrites plus haut, avec la différence qu'à la place du spectromètre à miroirs se trouve dans notre montage le dispositif producteur de rayons restants.

Dans le tableau III, ci-dessous, sont inscrits les résultats de ces mesures. Les coefficients d'extinction ont été obtenus ici encore à l'aide de la lamelle d'eau de savon et se rapportent donc non pas à l'eau pure, mais à une solution de savon contenant 10 pour 100 de glycérine. Pour les rayons restants du sel gemme, les valeurs observées ne sont qu'approximatives, à cause de la petitesse des déviations mesurées. Tous les nombres observés sont valables pour une température de 18°C.

Tableau III

Nature des rayons	λ	α	R	n
Rayons restants de la fluorine.	25,5 μ	0,490	0,068	1,414
Rayons restants du sel gemme	51,2 μ	0,68	0,100	1,36

En tout cas, ces mesures démontrent que l'eau possède encore, pour des rayons dont la longueur d'onde est 50 fois et 100 fois celle de la lumière verte, des indices de réfraction du même ordre de grandeur que dans le spectre visible. La région de dispersion très anormale, au delà de laquelle l'indice de réfraction atteint la valeur extraordinairement élevée $n = 9$ (qui a été observée jusqu'à présent pour toutes les ondes hertziennes, même les plus courtes), est donc située vers des longueurs d'onde plus élevées que celles des rayons restants du sel gemme.

Drude [1] a calculé la longueur d'onde de cette région au moyen de la formule de Ketteler-Helmholtz, d'après la dispersion de l'eau dans le spectre visible, et la valeur de la constante diélectrique pour des ondes infiniment longues. En supposant qu'il n'existe dans l'infra-rouge que *cette seule* bande de dispersion anomale, on trouve 79 μ. Cependant l'hypothèse que l'eau ne possède qu'une seule bande déterminant entièrement sa dispersion dans l'infra-rouge n'est pas justifiée, ainsi qu'il résulte de nos mesures. Bien plus, l'allure de la dispersion dans le spectre visible et dans l'infra-rouge voisin est déterminée surtout par l'action à distance de la bande d'absorption de 3,06 μ. On ne peut donc tirer encore des données actuelles aucune conclusion relative à la position de cette région de réflexion métallique.

Des expériences que nous avons établies pour déterminer la position de cette bande inconnue au moyen de la méthode des rayons restants sont restées également infructueuses. Nous nous sommes servis à cet effet du dispositif suivant :

1. P. Drude. *Physik des Aethers*, p. 555.

Une cuve de verre G de 42 centimètres de long, 7,5 centimètres de large et 7,5 de profondeur, est remplie d'eau aux 2/3 de sa hauteur. Au-dessus se trouve un miroir plan de verre S de 30 centimètres de long et 10 de large, argenté sur la face inférieure. Les rayons émis par la source A (bec Auer sans verre) sont réfléchis alternativement à la surface liquide et sur le miroir argenté S, comme le montre la figure 5. Le

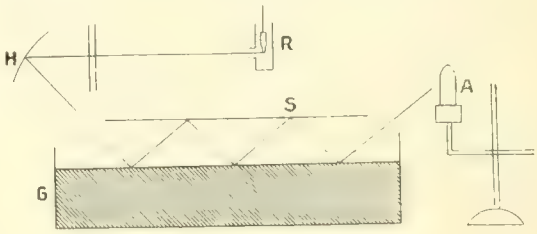


Fig. 5.

miroir concave H les concentre ensuite sur la soudure d'un micro-radiomètre R. Comme le pouvoir réflecteur de l'argent dans l'infra-rouge reste à peu près constant, et a une valeur très élevée (97 à 100 pour 100), la réflexion sur l'argent ne produit pas de changement appréciable dans l'intensité et la composition du rayonnement, et toutes les particularités observées sur les rayons restants doivent être attribuées à la réflexion sélective de la surface liquide. En faisant varier la quantité de liquide contenue dans la cuve, on pouvait changer la distance entre le miroir S et la surface liquide de façon à obtenir à volonté 3, 4 ou 5 réflexions sur l'eau. Pour établir le caractère du rayonnement restant, nous n'avons pas utilisé la méthode d'analyse spectrale par un prisme ou un réseau ; nous nous sommes contentés de déterminer la transparence qu'offraient aux rayons étudiés certaines substances à spectre d'absorption connu. Cette méthode permet d'obtenir une image assez nette de la composition spectrale du rayonnement étudié. Les expériences portèrent sur des lames de quartz, de fluorine et de sel gemme. La lame de quartz utilisée (taillée perpendiculairement à l'axe, 12 mm. d'épaisseur) présente une absorption qui commence vers 2,5 μ et est déjà à peu près totale vers 4 μ ; la lame de fluorine (épaisseur 6,5 mm.) commence à absorber vers 7 μ, et absorbe tous les rayons au delà de 12 μ. La lame de sel gemme (épaisseur 17 mm.) est absolument transparente jusqu'à 12 μ et absorbe complètement tous les rayons de longueur d'onde supérieure à 19 μ.

Le tableau IV résume les résultats obtenus. Dans la première colonne est indiquée la nature du rayonnement auquel correspondent les transparences marquées dans les colonnes 2, 3 et 4. La première ligne horizontale est relative au rayonnement total du bec Auer ; les deux suivantes aux rayons restants qui subsistent après 3 et 4 réflexions à la

surface de l'eau. La deuxième et la troisième ligne montrent que le rayonnement obtenu par réflexions successives sur l'eau est absorbé par toutes les lames étudiées, plus fort que le rayonnement initial.

Tableau IV

Nature du rayonnement	Transparence en pour cent		
	Quartz	Fluorine	Sel gemme
Rayonnement total du fer Auer	19	64	85,5
Rayons restants de l'eau :			
5 réflexions	9,7	42	68
4 réflexions . .	—	26,7	54

Mais dans tous les cas, même après quatre réflexions, la transparence est encore notable. Après cinq réflexions à la surface de l'eau, le rayonnement était déjà si faible qu'on ne pouvait plus effectuer de mesures précises.

Ces expériences mettent nettement en évidence la réflexion sélective de l'eau en faveur des grandes longueurs d'onde, comme l'avaient déjà montré nos mesures spectroscopiques ; mais elles ne fournissent aucun indice sur l'existence de régions de forte dispersion anomale dans le spectre infra-rouge, analogues à celles qui ont été trouvées pour le quartz, la fluorine, le sel gemme et la sylvine Ce résultat négatif peut trouver diverses explications. D'abord il est possible, quoique très invraisemblable, que l'eau ne possède pas de domaine de forte réflexion métallique, étroitement délimité, mais que la grande valeur de son indice de réfraction pour les ondes hertziennes est dû à un grand nombre de bandes faibles. Deuxièmement, on pourrait supposer qu'il existe dans la région du spectre, qui peut être explorée par les moyens que nous avons mis en œuvre ici, des régions de forte réflexion anormale, mais que les rayons restants qui en résultent sont absorbés totalement par la vapeur d'eau de l'atmosphère de la chambre. Notre dispositif expérimental ne nous permet pas de rejeter entièrement cette hypothèse. Il est vrai que nous avons repris nos expériences à une température plus basse de l'eau et de l'air (5° C. environ), sans obtenir un résultat différent ; mais, même dans ce cas, la quantité de vapeur d'eau qui se trouve sur le trajet des rayons d'environ 1,2 m. de long est encore considérable. En troisième lieu, il reste l'hypothèse que cette région inconnue, de forte réflexion métallique, se trouve en dehors du domaine des longueurs d'onde que nos sources de rayonnement émettent encore d'une façon sensible. On sait que, pour les grandes longueurs d'onde, le rayonnement d'un corps noir diminue environ comme l'inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde. C'est pourquoi il n'est guère possible de déceler, avec les moyens qui nous ont servi, un rayonnement restant dont la longueur d'onde moyenne dépasserait 70 μ.

On ne peut pas décider avec certitude entre les trois causes qui nous ont semblé pouvoir expliquer le résultat négatif de nos expériences de rayons restants ; cependant la troisième hypothèse est, pour plusieurs raisons, la plus vraisemblable. En particulier, l'alcool éthylique, qui se rapproche beaucoup de l'eau par ses propriétés optiques, éprouve seulement, dans la région des ondes hertziennes, cette forte dispersion anomale, à laquelle est due sa constante diélectrique élevée. On doit expliquer de même, semble-t-il, l'accroissement rapide de l'absorption avec la fréquence, que Drude a observé dans le cas de l'eau pour des oscillations électriques très rapides, en admettant que le domaine critique de dispersion anomale se trouve, pour l'eau, dans la région du spectre encore inconnue qui s'étend depuis les rayons calorifiques de la plus grande longueur d'onde observée jusqu'ici, jusqu'aux ondes hertziennes les plus courtes que l'on ait obtenues par voie électrique.

Reçu le 18 janvier 1909.

Traduit de l'allemand par [illegible]

Comparaison des spectres de l'émanation du radium obtenus par différents expérimentateurs[1]

Par T. ROYDS

Université de Manchester — Laboratoire de M. Rutherford

En 1904, W. Ramsay et Collie[2] ont donné une liste des lignes du spectre obtenu par la décharge électrique dans un tube à vide contenant l'émanation du radium, mais l'incertitude de leurs nombres nécessita une nouvelle observation. Le 25 juin 1908, Cameron et Ramsay[1] ont communiqué à la Royal Society

1. Communication faite à la *Société Royale de Londres* le 10 décembre 1908. Transmise par la *Société Royale de Londres*.

2. *Roy. Soc. Proc.* 73-1904-470.

1. *Roy. Soc. Proc.* 81-1908-210.

les résultats d'une nouvelle observation, qui furent publiés le 27 août en même temps qu'une note additionnelle du 5 août comportant des corrections et une discussion finale sur les lignes certaines du spectre de l'émanation. Nous avons pu, Rutherford et moi, photographier le spectre observé au cours d'un travail sur la mesure du volume de l'émanation du radium et nous avons publié, d'une part[1], les longueurs d'onde des lignes les plus nettes observées dans le spectre de l'émanation et, d'autre part[2], une liste plus complète contenant 75 lignes du spectre, avec une exactitude de 0,4 U. A. Les mesures que j'ai récemment faites à moins de 0,1 U. A., au moyen d'un réseau concave, confirment l'exactitude de nos précédentes déterminations.

La purification complète de l'émanation du radium est une opération assez longue et laborieuse, donnant lieu à de grandes difficultés, si l'on considère que le volume d'émanation pure effectif employé dans nos expériences occuperait à la pression atmosphérique moins de 0,1 mm³. Le tube à vide que l'on emploie a, par conséquent, de faibles dimensions, et il faut chasser des parois et des électrodes de ce tube toute trace de gaz étranger. Dans les expériences de Rutherford et Royds, où on utilisait la méthode de purification récemment décrite par Rutherford[3], il n'a pas fallu moins d'une journée pour remplir le tube à vide d'émanation pure.

Nous avons observé le spectre de l'émanation du radium au moins huit fois, et chaque fois nous avons obtenu à peu près exactement le même spectre. Nous avons porté l'attention sur les variations des intensités relatives des lignes, variations qui sont dues à la présence de gaz étrangers. Cameron et Ramsay ont trouvé dans leurs différentes expériences que le spectre présentait de grandes variations. Dans leur première expérience, le spectre obtenu comprenait principalement celui de l'hydrogène, de l'azote et probablement du mercure; les autres lignes, qui seules figurent dans leur liste, sont, en ce qui concerne les lignes principales, complètement absentes du spectre que nous avons observé[4]; certaines des lignes plus faibles sont probablement identiques aux principales lignes de l'émanation. Dans la seconde expérience de Cameron et Ramsay, où ils admettent pour leurs mesures une erreur possible de 4,5 U. A., les lignes les plus nettes du spectre obtenu coïncident en première approximation avec les lignes principales de notre spectre.

1. *Nature*, 9 juillet 1908 et 20 août 1908; *Le Radium*, 5-1908-200-201; 5-1908-345.

2. *Phil. Mag.*, VI-16-1908-300-313; *Le Radium*, 5-1908-345-347.

3. *Phil. Mag.*, mai 1908.

4. Aucune de nos photographies ne présente les raies du mercure, quoique la première (λ = 5461) ait été facilement vue dans des observations à bas vide. Les lignes de l'hydrogène, à l'exception de H_β, ont disparu du spectre après qu'on eut pris des précautions préliminaires pour chasser ce gaz des électrodes.

Cameron et Ramsay ont fait remarquer comme conclusion à leur liste définitive du 5 août, que nos photographies sont en complet accord avec les leurs. Un examen soigné montre cependant qu'il y a des différences frappantes, trop marquées pour être attribuées à des erreurs de mesure ou à des variations d'intensité dues à des impuretés, puisque plusieurs des lignes principales de leur spectre sont complètement absentes du nôtre ainsi que de celui de leurs premières déterminations.

Au cours des recherches sur l'origine de ces différences, que je poursuis depuis plusieurs semaines, j'ai remarqué que soustraction faite des lignes bien déterminées le spectre final de Cameron et Ramsay est presque identique au spectre du xénon obtenu dans la décharge d'une bouteille de Leyde par étincelle de rupture[1]. L'examen de la table spectrale de ce corps montre que le spectre attribué par ces observateurs à l'émanation du radium est principalement composé des spectres du xénon obtenus avec et sans bouteille de Leyde, le spectre relatif à la bouteille de Leyde ayant été probablement produit par la nature de la décharge employée.

Pratiquement, la seule ligne principale du xénon qui n'est pas contenue dans leur liste est λ = 4862,69 (intensité 8) qui s'est trouvée sans doute dissimulée par H_β = 4861,49.

Après l'élimination des lignes du xénon des dernières photographies de Cameron et Ramsay, contenant 54 lignes, il en reste 11. Huit d'entre elles ont été reconnues parmi les lignes principales de notre spectre. Si l'on considère la liste complète des lignes de Cameron et Ramsay, y compris celles figurant en italique qui n'ont été vues que dans les premières photographies, le nombre des lignes de l'émanation s'élève à 16; il y a, sans doute, de nombreuses coïncidences, par le fait de l'approximation des mesures, des lignes du xénon et de celles possibles de l'émanation.

Il n'est pas possible d'expliquer la présence d'une si grande quantité de xénon qui a dû se trouver dans le tube par une entrée d'air dans l'appareil. Nous avons fait, Rutherford et moi, des expériences pour savoir si le xénon était présent dans nos préparations d'émanation, mais nous n'avons pu déceler aucune trace de ce gaz. Il est probable que, dans les expériences de Cameron et Ramsay, il y a eu une contamination inaperçue par le xénon.

Cameron et Ramsay attribue une ligne à λ = 4058,5 au dépôt actif de l'émanation du radium, parce que l'intensité relative de cette ligne croît en même temps

1. L'auteur se souvient que Liveing avait remarqué l'été dernier l'analogie du spectre de l'émanation et celui du xénon. Le Dewar présenta ce fait à la séance de septembre de la *British Association*. L'auteur est convaincu qu'il n'y a pas une réelle coïncidence entre le spectre de l'émanation et celui d'un quelconque des gaz rares de l'atmosphère.

Tableau

Spectre de l'émanation de Cameron et Ramsay	Intensité	Xénon (Basly)	Intensité sans bouteille de Leyde	Intensité avec bouteille de Leyde	Valeurs de Rutherford et Royds	Intensité
7050	2					
6750	2					
6101	2	6097·80	—	7		
6055	2	6051·56	—	7		
5980·5	2	5976·67		7		
5979·5	2					
5586	2				5582·2	8
5446	1	5459·19		8		
5419	4	5419·40		10		
5570	2	5572·62	—	8		
5555	5	5559·56		9		
5289	6	5292·40		10		
5085	2	5080·88	—	7	Probable 5084·45	4
4979	2	4978·49		4	Possible 4979·62	4
4936	2				Possible H. C. et R.	
4920	5	4921·68	—	6		
		4919·85		4		
4885	2	4885·68	—	6		
4875	2	4876·08	-	7		
4845·5	10	4844·50	-	10		
4816	2	4818·15	—	4	Possible 4817·55	4
4806·5	1	4807·19	6	1		
4768	2	4769·21	—	4		
4751·5	2	4754·50	8	1		
4722	4				4721·70	5
4695·5	2	4698·20	—	5		
		4697·17	7	—		
4681	5	4685·76	-	5	Possible 4680·92	10
4672	7	4671·42	10	2		
4652·5	5	4652·15	—	6		
4645·5	6				4644·29	10
4626·5	10	4624·46	15	2	Possible 4625·58	8
4616	2	4615·72	—	5		
4610	2				4609·40	7
4605	10	4605·21		10	Possible 4604·46	4
4592	1	4592·22	—	6	Douteux C. et R.	
4585	4	4585·65	—	10		
4578·5	5	4577·56	—	6	Possible 4577·77	7
4545·5	2	4545·54	-	8		
4541	1	4541·05		8		
4552·5	2	4552·67		5		
4524	4	4524·85	6	—	Possible H. C. et R.	
		4524·58	—	5		
4509	4				4508·68	9
4505	2				4505·89	12
					Douteux (C. et R.	
4501	5	4501·15	10	2		
4481	4	4481·01	—	7		
4465·5	8	4462·58	—	20	Possible 4460·0	10
4449	4	4448·28	—	10		
4441·5	<1	4441·08		5	Possible 4439·88	12
4456·5	<1	4454·55	—	6	Possible 4455·25	8
4416·5	4	4415·00		7		
4391	5	4395·91	—	10		
		4395·54		10		
4349	6				4349·81	15
4331	4	4330·65	—	15		
4307	2				4308·5	10
4246	4	4245·54		10		
4259	5	4258·57	-	10		
4204	5				4207·59	10
4189	5	4195·25	8	8	Probable 4188·2	5
		4180·20	—	10		
4167	6				4166·6	20
4111	5	4116·25		7	Probable 4114·71	7
4018·5	4				4017·90	10
3982	8				3981·85	12
3973	6				3971·71	9
3958·5	5				3957·59	7
3879·5	10	3880·60		6		
		3877·95		8		
3866·5	6				3867·6	7
3856·5	7					

que la durée de la décharge. Les lignes du mercure, d'autre part, se comportent comme si l'émanation pénétrait dans les parois. Il semble probable qu'ils n'ont pas remarqué une raie du mercure à $\lambda = 4057.9$, qui se trouve, d'après Eder et Valenta, dans les tubes à décharge à la température ordinaire avec une intensité 4 si on donne une intensité 10 à la ligne du mercure $\lambda = 4046,8$.

Reçu le 27 janvier 1909.

(Traduit sur le mémoire anglais par Gaston DANNE.)

Sur un nouveau produit radioactif de la série de l'uranium

Par Jacques DANNE

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

Il y a un an, j'ai entrepris, au laboratoire de Mme Curie, la séparation et la concentration de l'uranium X contenu dans 20 kilogrammes de nitrate d'uranium. Au cours de ce travail, j'ai été conduit à caractériser une substance radioactive nouvelle qui se présente comme le parent immédiat de l'uranium X ; je propose de donner à cette substance le nom de *Radio-uranium*.

Voici les principales réactions que j'ai effectuées en vue de la concentration de l'uranium X et qui m'ont permis de séparer cette nouvelle substance :

J'ai entraîné une grande partie de l'uranium X contenu dans la dissolution dans l'eau du nitrate d'uranium, au moyen de précipitations répétées de sulfate de barium effectuées au sein même de la dissolution. Les sulfates obtenus ont été transformés en carbonates, et, sur la dissolution de ces carbonates dans l'acide chlorhydrique, j'ai fait les séparations analytiques ordinaires. Les hydrates résultant de cette séparation contenaient avec une petite quantité de fer et une quantité plus importante d'uranium la majeure partie de l'uranium X. Les hydrates transformés en nitrate ont été dissous dans l'acétone pour séparer l'uranium de l'uranium X suivant la méthode indiquée par MM. Schlundt et Moore. Dans ces conditions l'uranium X reste avec les nitrates insolubles dans l'acétone. Toutefois, une certaine quantité d'uranium X peut rester dans la dissolution ; pour l'entraîner, on agite la dissolution acétonique avec une petite quantité d'hydrate ferrique fraîchement précipité, l'uranium X en dissolution se fixe sur celui-ci. Les nitrates insolubles dans l'acétone et l'hydrate ferrique ont été réunis et parfaitement lavés à l'acétone, dans le but d'éliminer toute trace d'uranium. Ces produits dissous dans l'eau, évaporés à sec et calcinés, ont été repris à chaud par de l'eau additionnée d'un peu d'acide chlorhydrique. Le produit A insoluble dans l'eau acidulée contenait l'uranium X ; il avait une activité égale à 65 fois celle de l'uranium et pesait 0,5 gramme. Quant au produit B, résultant de l'évaporation à sec de la liqueur, il contenait du fer, avait une activité égale à 0,51 et pesait 0,4 gramme.

Au mois d'octobre de l'année dernière, j'ai examiné à nouveau tous les produits provenant du traitement précédent. Un fait a particulièrement attiré mon attention : le produit B était devenu 10 fois plus actif. Je me suis proposé de rechercher les raisons de cet accroissement anormal d'activité. Après avoir successivement éliminé la présence possible d'une impureté radioactive appartenant à la série de l'actinium ou du radium, j'ai pu vérifier que cette augmentation d'activité était due à la formation d'uranium X.

J'ai pu séparer, en effet, une certaine quantité d'uranium X du produit B et étudier les lois de variation de l'activité de chacun des produits résultant de la séparation. Le produit B séché à 150° a été repris par l'eau à chaud ; la partie insoluble, constituée surtout par de l'oxyde de fer, a formé le produit B_1. La liqueur est agitée avec l'hydrate ferrique fraîchement précipité ; cet hydrate, lavé et séché, a formé le produit B_2. Enfin la liqueur évaporée à sec a donné le produit B_3.

J'ai déterminé l'activité de ces trois substances en fonction du temps. Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus pendant les trois derniers mois.

La figure 1 est la représentation graphique des résultats précédents. On a porté en ordonnées l'activité des produits et en abscisses les temps.

Il résulte de ces mesures que les produits B_1 et B_3 ont une activité décroissante et que le produit B_2 a une activité croissante. En particulier, si l'on trace la courbe représentant le logarithme de l'activité du produit B_2 en fonction du temps, on peut vérifier que l'activité du produit B_2 décroît suivant une loi exponentielle telle, que l'activité diminue de moitié en 22 jours (fig. 2). Ce nombre caractérise la période de désactivation de l'uranium X. Quant au produit B_3, son activité a augmenté dans le rapport $\frac{5,55}{1,41} = 2,4$ dans l'intervalle de 44 jours.

Produits	Activités												
	Dates.	Décembre 1908		Janvier 1909						Février 1909			
		25	28	4	8	15	20	25	28	1	5	5	9
B_1 . .		2,21	2,12	1,99	1,92	1,81	1,65	1,53	1,47	1,41	1,38	1,35	1,33
B_2		1,50	1,28	1,05	0,91	0,78	0,64	0,54	0,50	0,44	0,41	0,39	0,35
B_3		1,41	1,68	2,04	2,25	2,51	2,82	3,02	3,15	3,26	3,31	3,35	3,44

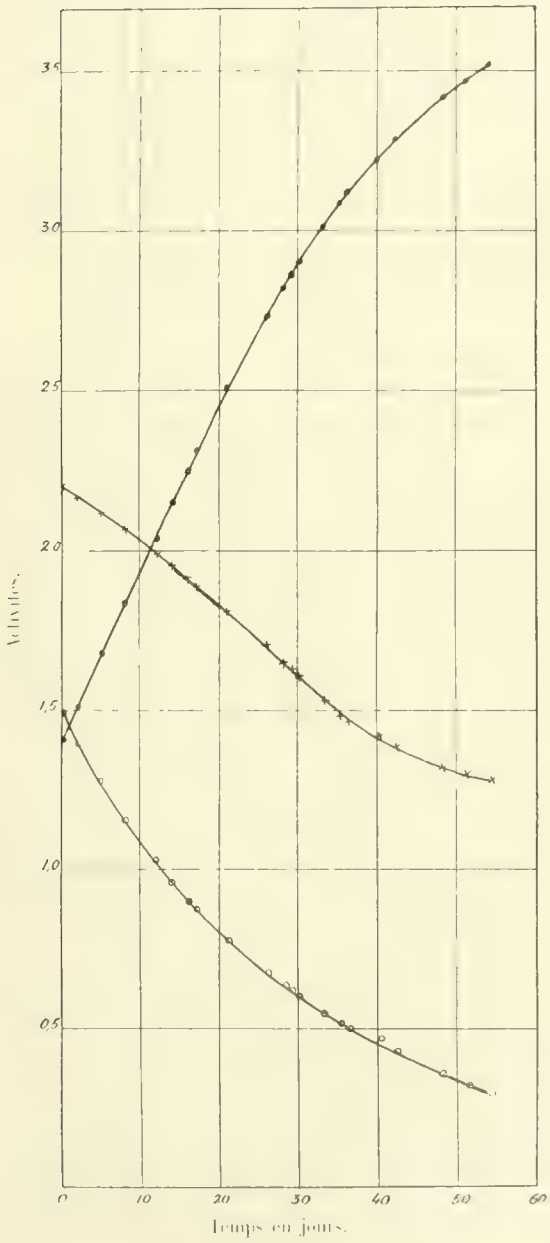


Fig. 1.

Ces résultats ne peuvent s'expliquer qu'en supposant que le produit B contenait avec l'uranium X le parent immédiat de l'uranium X. La séparation effectuée sur le produit B a réparti les deux substances en quantités inégales dans chacun des trois produits B_1, B_2, B_3 : le produit B_1 contient le radio-uranium

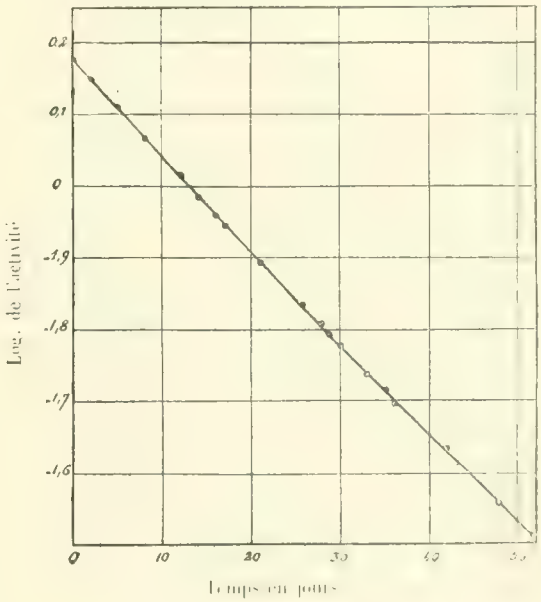


Fig. 2.

avec un excès d'uranium X; le produit B_2 contient l'uranium X avec une très petite quantité de radio-uranium; le produit B_3 contient le radio-uranium avec une petite quantité d'uranium X.

Si l'on compare la faible quantité d'uranium X contenue dans le produit B à la quantité beaucoup plus considérable qu'on pourrait extraire de la solution uranique primitive, il semble que dans ces conditions le radio-uranium soit très difficilement séparable de l'uranium.

D'après les résultats précédents, cette nouvelle substance se classe entre l'uranium et l'uranium X. Sa présence à cette place permettra d'expliquer certaines particularités observées dans l'étude de la radioactivité des sels d'uranium.

(Reçu le 10 février 1909)

Sur les phénomènes de Zeeman normaux et anormaux

(Réponse aux remarques de M. J. Becquerel)

Par A. DUFOUR

(Ecole Normale supérieure. — Laboratoire de physique.)

Dans un récent numéro du *Radium*[1], M. J. Becquerel a fait des remarques au sujet de mon précédent mémoire relatif au phénomène de Zeeman normal ou anormal dans les spectres de bandes de molécules de divers corps à l'état gazeux[2].

Je vais répondre aujourd'hui à ses remarques, en apportant en même temps quelques observations nouvelles.

I. — Après l'historique de ses travaux, M. J. Becquerel me reproche l'usage des mots *normal* et *anormal* pour désigner les deux espèces de phénomène de Zeeman qu'on observe suivant les lignes de force. J'ai choisi ces mots, à défaut d'autres[3], parce qu'ils sont courts, qu'ils n'impliquent aucune hypothèse relative à l'explication de ces phénomènes et qu'ils ne font pas supposer que ces deux phénomènes sont les mêmes au signe près. Cette question de dénomination n'a d'ailleurs, à mon avis, aucune importance.

II. — Je rappelle que j'ai signalé dans les spectres de certaines vapeurs l'existence de bandes donnant le phénomène de Zeeman longitudinal anormal et dont les doublets magnétiques présentent une polarisation circulaire incomplète. Ce résultat a été constaté d'une manière absolument certaine pour des bandes orangées du fluorure de calcium; les autres bandes analogues des corps que j'ai étudiés se comportent de même, mais je ne puis l'affirmer qu'avec moins de certitude, j'ai déjà dit pourquoi : il aurait fallu en effet que l'analyseur circulaire employé fût exact dans chaque cas pour la région du spectre étudiée. Il faut remarquer d'ailleurs que de pareils résidus de polarisation avaient été déjà constatés sur des bandes d'absorption des terres rares, mais leur étude est beaucoup plus difficile que dans le cas des vapeurs, car, outre la condition de l'exactitude de l'analyseur déjà indiquée, il faut encore que le cristal soit convenablement orienté, que la bande soit intense pour que le résidu soit visible, et qu'elle soit fine pour qu'on puisse la considérer comme une radiation définie, conditions qui ne sont pas toutes remplies pour les deux bandes normales (λ = 6425 et 6454 U. A.) et la bande anormale (λ = 6505 U. A.) du xénotime, que M. J. Becquerel m'oppose. Le problème est donc beaucoup plus facile à étudier dans le cas des vapeurs; c'est le seul dont je veuille m'occuper.

Toutes les bandes anormales que j'ai étudiées ayant fourni des doublets à polarisation circulaire incomplète, j'ai pu établir comme règle, au moins provisoire, la correspondance entre l'existence du phénomène de Zeeman longitudinal anormal et celle des résidus de polarisation.

M. Becquerel déclare dans la note du *Radium*[1] attacher beaucoup d'intérêt à cette question de l'existence des résidus de polarisation. Or il avait étudié auparavant[2] le phénomène de Zeeman longitudinal sur quelques bandes d'émission de l'yttrium, et trouvé que le groupe λ = 6151 U. A. donne le phénomène normal, tandis que le groupe λ = 5970 U. A. est anormal; mais, dans cette note aux *Comptes Rendus*[2], il ne signale rien de particulier relatif à la polarisation circulaire des doublets magnétiques. C'est cette recherche particulière que j'ai faite et dont j'apporte ici les résultats.

J'ai fait, à la façon classique, jaillir une étincelle condensée entre une solution aqueuse d'azotate d'yttrium et une pointe de platine, dans l'air. Afin d'avoir des raies assez fines, j'ai pris la précaution dont M. Hemsalech a montré l'importance, de mettre une self dans le circuit de décharge du condensateur. L'étincelle jaillissait dans l'entrefer d'un petit électroaimant Weiss, donnant un champ de l'ordre de 15000 unités, et l'appareil dispersif était le même que celui que j'ai déjà décrit, en ayant soin d'employer des lames quart d'onde exactes pour la région orangée du spectre.

J'ai pu photographier en même temps, sur une même plaque, le phénomène de Zeeman longitudinal pour le groupe λ = 6151, le groupe λ = 5970 de l'yttrium et les raies jaunes D_1 D_2 du sodium existant dans l'étincelle. On constate que la polarisation circulaire des doublets du groupe 6151, qui sont normaux, est complète, ainsi que celle des doublets du sodium,

1. *Le Radium*, 5 556, Décembre 1908.
2. *Le Radium*, 5 291, Octobre 1908.
3. On pourrait penser à se servir des désignations *direct* et *inverse*, mais ce dernier mot est déjà employé en Allemagne pour nommer le phénomène de Zeeman observé dans les spectres d'absorption.

1. *Le Radium*, 5-558, première colonne, quatrième alinéa, Décembre 1908.
2. *C. R.*, 146 685 30 Mars 1908.

normaux aussi, tandis que les doublets, anormaux cette fois, du groupe 5970 donnent une polarisation circulaire *incomplète*, non signalée par M. J. Becquerel. Il faut remarquer qu'on ne peut pas attribuer ce résultat à un défaut des quarts d'onde, car les bandes anormales à résidu de polarisation se trouvent encadrées d'un côté par les raies du sodium qui ne donnent pas de résidu et de l'autre par les bandes 6151, normales, ne donnant aussi aucun résidu, toutes ces raies et bandes ayant des intensités du même ordre de grandeur.

Ces bandes de l'yttrium, étudiées incomplètement par M. J. Becquerel, viennent donc ajouter un exemple de plus à la règle que j'ai énoncée pour les vapeurs, et qui jusqu'à présent me paraît générale.

Avant de quitter ce sujet, je donnerai un autre résultat. Ces bandes de l'yttrium sont fournies, avec beaucoup d'autres raies d'ailleurs, par la flamme de l'arc de M. Urbain, jaillissant comme on sait sous bas voltage (100 à 200 volts) dans l'air à la pression ordinaire, entre deux électrodes faites de la matière qui constitue les filaments des lampes Nernst. Cet arc, surtout quand le courant est alternatif, subsiste dans un champ magnétique de 10 à 20 000 unités, s'il jaillit parallèlement aux lignes de force. C'est dans ces conditions que j'avais étudié ces mêmes bandes, à la fin de l'année 1907, perpendiculairement aux lignes de force, avant de m'occuper des fluorures et chlorures alcalino-terreux. Cette étude, que je n'avais pas publiée, sera reprise dans des champs plus puissants, mais je puis dire dès maintenant que, dans ces conditions d'observation, ces bandes paraissent donner des quadruplets ou des doublets.

III. — M. J. Becquerel revendique pour lui l'idée de la considération de la molécule dans la cause des phénomènes de Zeeman anormaux. Je ne puis le satisfaire.

J'ai signalé des corps gazeux donnant le phénomène anormal[1], et j'ai fait remarquer que les spectres étudiés étaient des spectres de composés[2]. Puis j'ai moi-même trouvé que pour un corps simple, l'hydrogène, certaines raies présentent le même phénomène anormal[3]. J'ai constaté que précisément ces raies appartiennent au second spectre de l'hydrogène, dont j'avais fait auparavant une étude détaillée[4]; les conclusions de ce travail antérieur étaient que ce second spectre pouvait être attribué à la molécule non dissociée. J'ai rappelé en temps opportun, en note[5], cette conclusion qui modifiait sans la détruire mon idée première. Postérieurement, M. J. Becquerel a trouvé le même phénomène anormal dans des bandes de l'yttrium[5]; il rappelle que ces bandes sont connues comme étant bien caractéristiques de l'yttrium lui-même, mais il n'apporte aucune raison expérimentale pour qu'on puisse les attribuer à la molécule plutôt qu'à l'atome. Ce qui est propre à M. J. Becquerel, c'est l'hypothèse d'après laquelle *le phénomène de Zeeman longitudinal anormal est dû à des électrons positifs*, et que ces électrons positifs peuvent acquérir un degré de liberté suffisant pour se manifester dans les phénomènes optiques, grâce aux actions qui s'exercent entre les atomes groupés dans une même molécule.

IV. — Enfin, en ce qui concerne les expériences de M. J. Becquerel dans les tubes à vide et dont il interprète les résultats en supposant *l'existence d'électrons positifs libres*[6], existence qui rendrait plus vraisemblable leur intervention dans les théories *du phénomène de Zeeman*, j'attendrai pour en parler que les tentatives que j'ai faites et que je poursuis actuellement pour observer les faits qu'il a annoncés m'aient donné un résultat.

Reçu le 17 Février 1909.

Sur la déviation de certains rayons positifs

(Réponse à une note de M. Moulin)

Par Jean BECQUEREL

(Laboratoire de physique du Muséum)

Dans quelques notes récemment publiées, j'ai montré qu'on peut réaliser, dans un tube de Crookes, un rayonnement positif possédant une déviabilité magnétique comparable à celle d'un rayon cathodique. L'interprétation que j'avais provisoirement adoptée, celle de l'existence d'électrons positifs libres, vient d'être, dans le dernier numéro du *Radium*[1], l'objet de quelques critiques de la part de M. Moulin.

M. Moulin commence par citer la note de M. Bestelmeyer[7] et celle de M. Dufour[8], qui avaient, avant lui, soulevé quelques objections; mais il ne dit pas

1. *Le Radium*, 6, 1909-4.

1. *C. R.*, 146, 118, 229, 1908.
2. *C. R.*, 146, 229-1908.
3. *C. R.*, 146, 654, 1908.
4. *Thèses*, 1906.
5. *C. R.*, 146, 685, 1908.
6. *Le Radium*, 5, 199. Voir les [illegible]
7. *Le Radium*, 5, 1908, 709.
8. *Le Radium*, 5, 1908, 294, 306.

un seul mot des réponses[1] dans lesquelles j'ai expliqué pourquoi ces objections ne me paraissent pas suffisamment fondées. Je ne puis que regretter cette omission, certainement involontaire, mais surprenante de la part d'un physicien qui s'intéresse à la question et qui, de plus, est un des collaborateurs les plus actifs du journal où toutes mes notes et réponses ont été publiées.

La lecture de la note de M. Moulin laisse l'impression que j'ai cru *démontrer* d'une façon absolue et définitive la production d'électrons positifs libres : c'est une erreur que je ne puis laisser passer. Voici, en effet, textuellement citées, les conclusions que j'ai données :

1°) *Note des comptes rendus de l'Académie des Sciences, 22 juin* 1908, 146-1908-1511, *lignes* 1 *et suivantes :*

« On peut donc réaliser un flux d'électricité positive ayant une déviabilité magnétique comparable à celle d'un rayon cathodique.

« La seule *interprétation* qui m'ait paru *actuellement vraisemblable* est que le faisceau, dans la région où il peut être dévié, est formé non plus d'ions, mais d'électrons positifs libres...

2°) *Mémoire plus détaillé, Le Radium*, 5-1908-199, 2*e colonne, lignes* 19 *et suivantes :*

« Il ne m'a donc pas paru possible d'expliquer les résultats expérimentaux à l'aide des phénomènes actuellement connus, et, *tant qu'une autre explication ne sera pas donnée, il est permis de penser* que le faisceau dévié est composé, non plus d'ions, mais d'électrons positifs libres.... »

Il me semble que les termes que j'ai employés, et surtout les mots que je souligne ici à dessein indiquent le caractère hypothétique de l'interprétation et contrastent, par leur modération et leur prudence, avec l'idée d'affirmation absolue que me prête M. Moulin.

Différentes personnes, dit M. Moulin, ont maintes fois observé une déviation des rayons canaux sur un tube appartenant au Laboratoire de physique du Collège de France. Je suis très heureux de savoir que plusieurs physiciens ont observé une déviation magnétique des rayons positifs, car mes expériences ne restent plus isolées et se trouvent confirmées. Toutefois M. Moulin, est très sobre de détails sur l'expérience à laquelle il fait allusion, et j'aurais aimé à connaître tout au moins le *sens* et l'*ordre de grandeur* de la déviation des rayons; je ne puis, pour ma part, raisonner sans ces indications, mais je remarque cependant que M. Moulin *admet* et *affirme*, sans aucune discussion, que dans son expérience les rayons déviés sont des rayons canaux : n'est-ce pas justement la question à résoudre? S'il peut démontrer que les rayons déviés qu'il obtient sont bien sur tout leur trajet des rayons canaux *ordinaires*, et que, d'autre part, les phénomènes qu'il observe sont identiques à ceux que j'ai décrits, je serai le premier à dire que M. Moulin aura eu le mérite d'élucider cette importante question.

Mais, pour l'instant, le problème n'est pas aussi simple. M. Moulin parle de déviation très nette des rayons canaux : n'aurait-il donc observé qu'*un seul* faisceau positif? Dans mon expérience j'ai *deux* faisceaux positifs[1] qui sont passés au milieu de l'anneau formant cathode secondaire : l'un n'est pas, ou du moins n'est guère déviable, et paraît présenter les propriétés habituelles des rayons canaux; l'autre est très déviable et est absolument séparé du premier par un champ magnétique faible. Il m'avait paru logique de distinguer ces deux rayons et de penser que si l'un d'eux est un rayon canal, l'autre pourrait bien être différent.

M. Moulin fait observer que les centres peuvent perdre leur charge sur une partie de leur trajectoire au voisinage de la cathode. En résulte-t-il pour cela une plus grande déviation sous l'influence d'un aimant? J'en suis d'autant moins certain que, si j'ai bien compris le mémoire de M. Wien (cité par M. Moulin), la perte de la charge *diminue* la déviation des rayons canaux :

« ... Es treten vielmehr alle Ablenkungen von der geraden Richtung stetig bis zu einem größten Betrage auf. Die größte Ablenkung ist dieselbe, die ein positives Atom des Gases bei der Geschwindigkeit erfahren würde, die es unter Beschleunigung der vollen Entladungsspannung erlangt[2]. »

Il ne faut pas perdre de vue que, pendant que les rayons ne sont plus chargés, le champ magnétique ne les dévie pas. On peut, il est vrai, supposer que les rayons se trouvent chargés à l'endroit où l'on fait agir le champ, tandis qu'ils ont perdu leur charge dans les autres régions, mais cela n'explique encore pas la grande déviabilité. En effet, supposons les rayons composés d'ions d'hydrogène partant du repos; pour obtenir la déviation que j'ai observée, il faudrait qu'ils aient parcouru seulement, dans l'état de charge, $\frac{1}{2000}$ de la chute totale de potentiel au-dessus de la cathode secondaire (voir mon mémoire[3]) : c'est un résultat qui me semble inadmissible si l'on produit le champ précisément contre cette cathode. Si cependant il en était ainsi, c'est-à dire si les rayons étaient restés déchargés pendant la presque totalité de leur parcours, ils n'auraient jamais une force vive suffisante pour produire la tache lumineuse du verre et pour exciter la phosphorescence de la willémite aussi

1. *Le Radium*, 5-1908-529-536.

1. *Le Radium*, 5-1908-196 § 9 et § 10.

2. W. Wien, *Ann. d. Phys.*, 27-1908-1025, lignes 4 et suiv. Voir aussi *Le Radium*, 6-1909-16-17.

3. *Le Radium*, 5-1908-199-1re colonne, lignes 25 et suivantes.

bien que ceux qui ont conservé leur charge sur tout le parcours et que l'on voit à côté d'eux.

Suivant M. Moulin, ce n'est qu'après avoir traversé la cathode que les centres ont acquis la vitesse correspondant à la chute de potentiel totale. Tel n'est pas mon avis : ce n'est pas *après* avoir traversé la cathode que la vitesse est la plus grande, c'est à la cathode même, car ensuite les rayons sont dans un champ résistant s'ils sont chargés, ou dans un champ neutre s'ils perdent leur charge. En tout cas, *après* avoir traversé la cathode, ils ne peuvent que se ralentir.

M. Moulin fait encore observer qu'aux environs de la cathode secondaire le champ électrique doit varier par l'approche d'un aimant. Ceci est parfaitement exact et, en lisant mes notes, le lecteur pourra aisément constater que j'ai pensé à cette interprétation, et que je l'ai examinée avec soin[1] : j'ai même montré expérimentalement, par des observations très simples, que la modification du champ électrique, d'ailleurs très petite, dévie les rayons positifs *dans le sens contraire au sens observé pour le faisceau très déviable*. L'influence dont parle M. Moulin a donc pour effet d'atténuer, et non d'augmenter la déviation, et, par conséquent, elle est en faveur de l'hypothèse que j'ai émise.

Il y a cependant une objection assez grave à l'hypothèse des électrons positifs, et il est curieux qu'aucun de mes contradicteurs ne paraisse l'avoir remarquée. Comment se fait-il, si l'on a affaire à des électrons positifs, que ces électrons se transforment et donnent naissance à un faisceau non déviable sitôt qu'ils sont sortis de l'atmosphère de corpuscules cathodiques? Je n'ai pas résolu la question ; j'ai seulement exprimé à ce sujet quelques idées d'après lesquelles je ne vois pas dans cette difficulté une raison suffisante pour rejeter l'hypothèse des électrons positifs[1].

J'ai eu déjà à maintes reprises l'occasion de dire que cette hypothèse ne repose pas sur une seule expérience, mais est basée sur un ensemble de *faits établis dans des voies différentes*[2]. Il n'y a pas seulement un faisceau positif déviable dans les gaz raréfiés, il existe aussi, en magnéto-optique, un effet de sens contraire au phénomène découvert par M. Zeeman, et il ne faut pas oublier le vieux phénomène de Hall. Sans doute, l'hypothèse des électrons positifs n'est pas *nécessaire*, mais elle est *utile*, parce qu'elle seule rapproche aujourd'hui tous ces faits, de même que l'hypothèse des électrons négatifs est seule parvenue à grouper les phénomènes qui s'étaient trouvés connus les premiers.

Dans tous les cas, l'hypothèse des électrons négatifs, quelle que puisse être la part de vérité qu'elle renferme, aura dans ces derniers temps soulevé plus d'une controverse : n'est-ce pas un des meilleurs rôles de l'hypothèse? J'espère que la question ne se bornera plus maintenant à des discussions sur un même travail d'un seul auteur, mais que les physiciens qui s'intéressent à ce problème (et ils se révèlent de plus en plus nombreux) préféreront contribuer aux progrès de la science en réalisant dans cette voie des expériences nouvelles. L'hypothèse si discutée aujourd'hui sera peut-être abandonnée demain, subissant le sort de tant d'autres, mais elle aura au moins servi à guider les premières recherches dans un domaine encore inexploré : ce résultat, je l'espère, on ne le contestera pas.

[Reçu le 15 février 1909.]

MÉMOIRES TRADUITS

Nature des particules α des substances radioactives

Par E. RUTHERFORD et T. ROYDS

Laboratoire de physique de l'Université de Manchester

Les résultats expérimentaux obtenus pendant ces dernières années ont puissamment contribué à faire admettre que la particule α est un atome d'hélium chargé; toutefois il a paru jusqu'ici très difficile d'en fournir une preuve directe. Dans un travail récent, Rutherford et Geiger[2] ont donné une nouvelle confirmation de l'exactitude de cette hypothèse. Ils ont compté le nombre de particules α émises par un gramme de radium et ont déterminé la charge d'une particule. Les valeurs de plusieurs quantités radioactives calcu-

1. *Le Radium*, 5-1908, 199, § 15 et § 14.

2. Voir à ce sujet *Le Radium*, 5-1908, 560, 1re colonne, lignes 41 et suivantes.

3. Mémoire présenté à la *Philosophical Society of Manchester*.

1. *Le Radium*, 5-1908, 196, 1re colonne, lignes 24 et suivantes.

2. Rutherford et Geiger, *Le Radium*, 5-1908, 257-264.

lées, en admettant que la particule α est un atome d'hélium portant deux charges élémentaires, se sont trouvées en bon accord avec les nombres déduits de l'expérience. En particulier, il y a une concordance presque parfaite entre la loi calculée de production de l'hélium par le radium et la loi déterminée expérimentalement par James Dewar[1]. Cette coïncidence plaide en faveur de l'identité de la particule α et de l'atome d'hélium.

Les méthodes d'attaque de ce problème ont été très indirectes, prenant en considération la charge portée par l'atome d'hélium et la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ pour la particule α. La preuve de l'identité de la particule α avec un atome d'hélium sera incomplète tant qu'il n'aura pas été possible de montrer que la particule α, accumulée tout à fait indépendamment de la matière dont elle est sortie, est de l'hélium. On pourrait, en effet, admettre que l'apparition de l'hélium dans l'émanation du radium est le résultat de l'expulsion de la particule α, comme la formation de radium A est la conséquence de l'expulsion d'une particule α de l'émanation. Si un atome d'hélium se formait chaque fois qu'une particule α est émise, le calcul et l'expérience pourraient, jusqu'à présent, l'admettre, la particule α elle-même pourrait être alors un atome d'hydrogène ou de toute autre matière.

Récemment, nous avons fait des expériences pour vérifier si l'hélium se formait dans un récipient dans lequel les particules α pouvaient être lancées, la substance active elle-même étant enfermée dans un récipient suffisamment mince pour permettre à la particule α de passer, mais incapable de laisser passer l'hélium ou les autres produits radioactifs.

Le dispositif expérimental est nettement visible sur la figure 1. La quantité d'émanation en équilibre avec 140 milligrammes de radium a été purifiée et comprimée au moyen d'une colonne de mercure dans un petit tube de verre fin A de 1,5 centimètres de longueur. Le tube fin, scellé sur un tube capillaire plus large B, était suffisamment mince pour livrer passage aux particules α de l'émanation et de ses produits de transformation, mais suffisamment rigide pour résister à la pression atmosphérique. Après quelques essais, M. Baumbach réussit à souffler un tube suffisamment fin et d'épaisseur uniforme. L'épaisseur des parois du tube employé dans plusieurs de ces expériences était inférieure à $\frac{1}{100}$ de millimètre et était équivalent pour les rayons α à deux centimètres d'air. Puisque les parcours des rayons α de l'émanation, du radium A et du radium B, sont respectivement de 4,5, 4,8 et 7 centimètres, la majeure partie des particules α expulsées de la substance active pénétrait à l'intérieur du tube.

Le parcours des rayons α qui avaient passé au travers de la paroi de verre pouvait être déterminé à

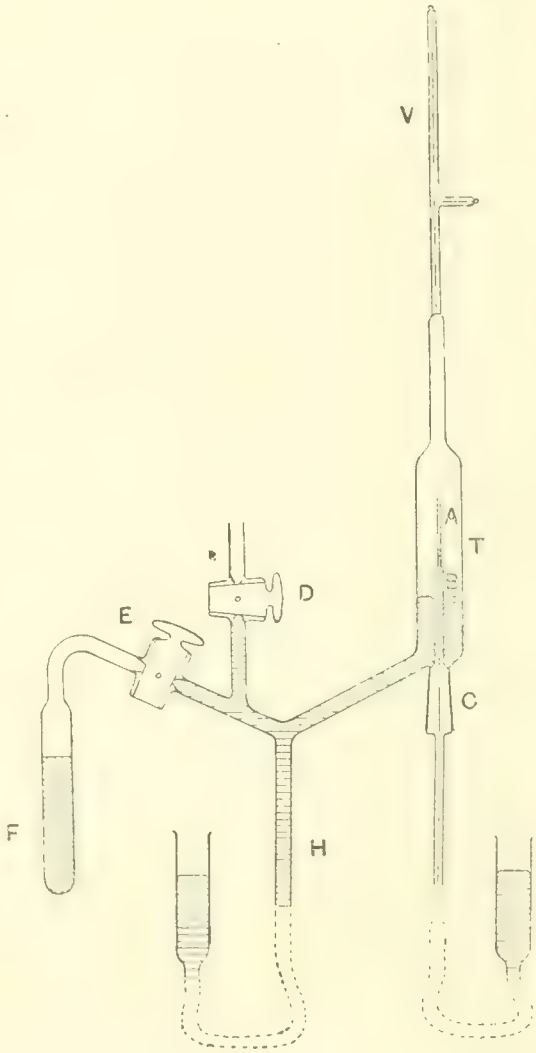


Fig. 1.

l'aide d'un écran au sulfure de zinc. Immédiatement après l'introduction de l'émanation, la phosphorescence de l'écran placé au contact de la paroi du tube était très brillante, mais elle disparaissait pratiquement à une distance de 5 centimètres. Une heure après, on pouvait observer une très belle phosphorescence à 5 centimètres. Un tel résultat mérite une remarque. La phosphorescence observée au début était due aux particules α de l'émanation et de son produit, le radium A (période 3 m.). Avec le temps, la quantité de radium C d'abord nulle a augmenté graduellement et la radiation α de celui-ci (7 cm.) devenait capable de produire la phosphorescence à une grande distance.

1. J. Dewar, *Le Radium*, 5, 1908, 772-775.

2. Les parcours des α [illegible] sous un angle très oblique par rapport au tube, étant [illegible] par [illegible]. Dans les conditions de l'expérience, la fraction de particules ainsi arrêtées était très petite.

Le tube de verre A était entouré d'un tube de verre I cylindrique de 7,5 centimètres de longueur et de 1,5 centimètre de diamètre au moyen d'un rodage C. Un petit tube à vide A était fixé à l'extrémité supérieure de T. Le tube extérieur I était vidé au moyen d'une pompe au travers du robinet D et le vide était poussé aussi loin que possible grâce à un tube de charbon F refroidi par l'air liquide. Au moyen d'une colonne de mercure H fixe au réservoir, on pouvait introduire du mercure dans le tube I jusqu'à ce qu'on ait atteint le fond du tube A.

Une partie des particules α qui passaient au travers des parois du tube fin étaient arrêtées par le tube de verre extérieur et l'autre partie par la surface de mercure. Si la particule α est un atome d'hélium, l'hélium doit progressivement diffuser du tube de verre et du mercure dans l'espace vide et sa présence peut être décelée au moyen du spectroscope en soulevant le mercure et en comprimant aussi les gaz dans le tube à vide.

Pour éviter toute contamination possible de l'appareil par l'hélium, on a employé un appareil en verre entièrement neuf et du mercure fraîchement distillé. Avant d'introduire l'émanation en A on a contrôlé expérimentalement l'absence d'hélium. A différents moments, après l'introduction de l'émanation, on a soulevé le mercure, et les gaz ont été examinés au spectroscope. Après vingt-quatre heures, il n'était pas possible de voir la ligne jaune de l'hélium, mais après quatre jours, les lignes jaunes et vertes de l'hélium étaient très brillantes et après six jours toutes les fortes lignes de l'hélium étaient nettement visibles. L'absence du spectre du néon montre que l'hélium présent ne provenait pas d'une introduction d'air dans l'appareil.

Il y a, pourtant, dans ces expériences, une cause d'erreur possible. L'hélium peut ne pas être produit par les particules α elles-mêmes, mais a pu diffuser à partir de l'émanation au travers de la paroi mince du tube de verre. Dans le but de vérifier ce point, l'émanation fut complètement extraite de A, remplacée après quelques heures par une quantité d'hélium dix fois plus grande que le volume primitif et comprimée dans le même tube A. Le tube extérieur I et le tube à vide furent changés de façon à obtenir un appareil entièrement neuf. On fit comme précédemment de nouvelles observations spectroscopiques de temps en temps. Aucune trace d'hélium ne put être observée pendant une période de temps de huit jours.

L'hélium du tube A fut alors extrait et remplacé par une nouvelle quantité d'émanation. Des résultats analogues aux précédents furent obtenus dans cette nouvelle expérience. Les lignes jaunes et vertes de l'hélium étaient nettement brillantes après quatre jours.

Ces expériences permettent de conclure que l'hélium n'a pas pu diffuser au travers de la paroi de verre, mais a pu être formé par les particules α qui la traversent. En d'autres termes, ces expériences donnent une preuve décisive que la particule α en perdant sa charge est un atome d'hélium.

Autres expériences.

Nous avons vu que, dans les expériences décrites précédemment, il n'avait pas été possible de voir la ligne jaune de l'hélium même après deux jours. Or l'émanation en équilibre avec 100 milligrammes de radium doit en produire 0,05 cm³ par jour. La quantité produite en un jour, si elle est présente dans le tube extérieur, est suffisante pour donner dans les conditions précédentes un brillant spectre de l'hélium. Il semble alors probable que l'hélium, lancé dans le verre, s'échappe très lentement dans l'espace vide car, si l'hélium s'en échappait aussitôt, sa présence pourrait être décelée quelques heures après l'introduction de l'émanation.

Dans le but d'examiner ce point d'une façon plus complète, nous avons répété quelques expériences en ajoutant autour du tube à émanation un cylindre formé par une feuille mince de plomb, suffisamment épaisse pourtant pour arrêter les particules α. Des expériences préliminaires nous avaient montré que le plomb ne contenait pas d'hélium en quantité appréciable. Vingt-quatre heures après l'introduction dans le tube A de la même quantité d'émanation que précédemment, les lignes jaunes et vertes de l'hélium apparaissaient brillamment dans le tube à vide et après deux jours on pouvait observer tout le spectre de l'hélium. Dans ce cas, le spectre de l'hélium était à peu près de même intensité qu'après le quatrième jour dans l'expérience effectuée précédemment sans écran de plomb. Il est donc très net que la feuille de plomb libère, bien plus facilement que le verre, l'hélium qui s'y produit.

Dans le but de se faire une idée de la rapidité de départ de l'hélium du plomb, nous avons effectué certaines expériences. Le tube cylindrique extérieur I a été supprimé et remplacé par un petit cylindre en plomb placé autour du tube mince à émanation et entouré d'air à la pression atmosphérique. Après une exposition comme à l'émanation, l'écran en plomb a été retiré et étudié pour l'hélium comme il suit. La feuille de plomb a été placée dans un tube de verre entre deux robinets. Pour éviter une perte possible d'hélium lorsqu'on aurait vidé le tube pour chasser l'air qui y était contenu, celui-ci a été dégagé par un courant d'oxygène pur électrolytique. Les robinets ont été fermés et le tube fixé à un appareil analogue à celui employé pour la recherche du néon et de l'hélium entre les gaz produits par l'action de l'émanation du radium sur l'eau. L'oxygène était absorbé par le charbon

le tube chauffé jusqu'au point de fusion du plomb pour permettre à l'hélium de s'échapper. La présence de l'hélium était observée au spectroscope de la façon habituelle. En employant cette méthode, il nous a été possible de déceler la présence de l'hélium dans le plomb exposé pendant 4 heures seulement aux rayons γ de l'émanation. Après une exposition de 24 heures, les lignes jaunes et vertes de l'hélium apparaissent très brillamment. Ces expériences ont été répétées plusieurs fois en donnant les mêmes résultats.

On a fait un certain nombre d'expériences à blanc, sur des échantillons de feuilles de plomb non exposées aux rayons γ ; dans aucun cas on n'a pu déceler la présence d'hélium. De la même façon il a été possible de déceler la présence de l'hélium dans un cylindre d'étain exposé quelques heures au tube à émanation.

Ces expériences montrent que l'hélium ne s'échappe pas aussitôt de la feuille de plomb mais qu'il y a un retard de plusieurs heures et plus.

La présence de l'hélium dans le plomb et la feuille d'étain, tout comme dans le verre élimine une objection possible relative à la présence initiale de l'hélium dans le verre qui aurait pu en être chassé par les particules γ.

L'emploi de semblables tubes minces contenant de l'émanation fournit une méthode simple et commode pour examiner l'effet sur les substances d'un rayonnement α intense, tout à fait indépendant de la matière radioactive contenue dans le tube.

Nous pouvons conclure avec certitude de ces expériences que la particule α en perdant sa charge est un atome d'hélium. D'autres faits semblent indiquer que la charge est double de la charge unité transportée par l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse de l'eau.

Reçu le 10 février 1909

La volatilité du radium A et du radium C[1]

Par W. MAKOWER

Laboratoire de physique de l'Université de Manchester.]

Au cours de quelques expériences, il m'a été nécessaire de connaître la température à laquelle le radium A se volatilise, et, comme cette température n'avait pas déjà été déterminée avec précision, j'ai entrepris une série d'expériences pour obtenir le point de volatilisation de ce produit. Il m'a semblé intéressant aussi de déterminer à nouveau la température de volatilisation du radium C dans différentes conditions, afin de voir si sa volatilité dépendait de circonstances extérieures. J'exposerai l'expérience sur le radium C après avoir décrit et discuté celle qui concerne la volatilité du radium A.

Volatilité du radium A.

La méthode employée pour déterminer le point de volatilisation du radium A consiste à exposer un fil de nickel dans une quantité connue d'émanation du radium, pendant dix minutes, à différentes températures, et à examiner la nature du dépôt ainsi recueilli sur la tige en étudiant à l'électromètre à quadrants l'activité de ce fil, mesurée par les rayons α, et la loi de décroissance de cette activité. Dans ces conditions, aux températures ordinaires, il y a une diminution rapide d'activité pendant environ quinze minutes, depuis l'instant où on a soustrait la tige à l'émanation; après cette période, l'activité reste constante pendant près d'une demi-heure, avant de décroître à nouveau, lentement. On sait que la baisse rapide initiale d'activité est due à la décroissance du radium A qui a une période de désactivation de trois minutes. Si, donc, on empêchait par un moyen quelconque le dépôt du radium A sur la tige, on trouverait que non seulement l'activité de cette tige après exposition à l'émanation serait moindre, mais encore, en examinant le dépôt sur la tige, que la chute initiale d'activité serait complètement absente. Ces conditions seront remplies si la tige, exposée à l'émanation, est portée à une température supérieure au point de volatilisation du radium A; et, par conséquent, en mesurant l'activité de la tige après exposition à l'émanation à différentes températures, on pourra déterminer le point de volatilisation du radium A en cherchant la température immédiatement au-dessus de laquelle le produit cesse de se déposer sur la tige.

L'appareil qui a servi pour faire cette expérience est représenté figure 1. La tige de nickel A, dont on mesurera ultérieurement l'activité est maintenue dans l'axe d'un tube de fer T par des tiges de fer B et C supportées respectivement par le bouchon de caoutchouc D et le tube de verre E que maintient le bouchon de caoutchouc F. Sur la partie centrale du tube T est enroulée une bobine de fil de nickel G, isolée du tube par de l'amiante. Le tube de fer est contenu dans

1. Mémoire présenté à la *Philosophical Society of Manchester*.

un tube de porcelaine, de diamètre beaucoup plus grand, et rempli de kieselguhr jouant le rôle d'isolant calorifique. En faisant passer un courant dans la

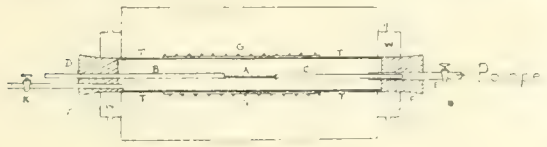


Fig. 1.

bobine G, la partie centrale du tube T et par conséquent la tige A peuvent être portées à telle température qu'on désire, température qui est déterminée au moyen d'un couple platine-platine-rhodié, placé au voisinage de A (non représenté sur la figure). Pour éviter que les bouchons de caoutchouc D et F ne brûlent quand on chauffe le tube T, on a disposé aux extrémités de ce tube des refroidisseurs à eau. La tige A est si petite, relativement à la longueur du tube de fer, que sa température est toujours sensiblement uniforme.

Pour faire une expérience, on porte le tube T à la température désignée et on y fait le vide au moyen d'une trompe à eau. Une quantité connue d'émanation est alors introduite par le robinet K, et on rétablit la pression atmosphérique à l'intérieur du tube[1]. Après une exposition de dix minutes, on retire la tige A et on mesure les rayons α qu'elle émet par la méthode ordinaire de l'électromètre à quadrants. Les résultats

Fig. 2.

obtenus sont illustrés par la figure 2 qui réunit les courbes de décroissance de l'activité induite sur la tige à différentes températures.

1. Avant l'admission dans le tube de l'émanation, la tige exposée pendant quelques minutes à un champ électrique intense afin de séparer quelque dépôt actif qui lui serait resté. De cette façon les conditions de l'expérience sont bien définies.

Les six courbes tracées représentent respectivement la loi de décroissance de l'activité induite sur la tige de nickel aux températures de 15° C., 710° C., 840° C., 885° C., 925° C., et 990° C. La première courbe à 15° C. présente les caractères habituels des courbes de désactivation par les rayons α du dépôt actif après une courte exposition. La seconde montre la nature de la décroissance quand la température de la tige est maintenue à 710° C., pendant l'exposition à l'émanation. On voit que la chute initiale d'activité due à la décroissance du radium A a encore lieu, mais l'activité tombe à une valeur un peu plus faible, avant de devenir constante, quee elle qui correspond au cas de l'exposition à la température ambiante. Il n'y a pas de doute que ce fait est dû à ce que la température de 710° C. est au-dessus du point de volatilisation du radium B, qui ne peut donc pas se déposer sur la tige. Le résultat conduisant pour le radium B à un point de volatilisation au-dessous de 710° C. est d'ailleurs confirmé par le fait qu'au-dessus de cette température les courbes témoignent un léger accroissement après la chute initiale d'activité, au lieu de devenir simplement constante. C'est ce qui arriverait si le radium B était volatilisé dès qu'il naît du radium A déposé sur la tige. Ce résultat est en complet accord avec les expériences de Curie et Danne[1] qui ont trouvé 600° C. pour le point de volatilisation du radium B. Les 5e, 4e, 5e et 6e courbes montrent les résultats obtenus quand la tige est exposée à l'émanation à des températures plus élevées. Il faut noter que déjà à 840° C. la baisse initiale d'activité après suppression de l'émanation est moins marquée qu'aux températures plus basses. A 885° C., la chute initiale a presque disparu, tandis qu'à 925° C. il n'y a plus du tout en pratique de baisse rapide initiale d'activité, ce qui montre qu'à cette température il n'y a plus de radium A déposé sur la tige. On peut donc conclure que le radium A commence à avoir une tension de vapeur appréciable à 800° C. et que, à 900° C. il est complètement volatilisé.

Volatilité du radium C.

J'ai entrepris les expériences sur la volatilité du radium C non seulement pour redéterminer avec précision le point de volatilisation, mais aussi, comme je l'ai déjà dit plus haut, pour rechercher si ce qui avoisine le radium C a quelque influence sur sa volatilité. J'ai recueilli l'activité induite du radium sur des lames de substances diverses, en les exposant pendant plusieurs heures à l'émanation du radium. Après avoir soustrait l'émanation et attendu un temps suffisant pour que le radium A soit tombé à une quantité inappréciable, la matière est soumise à une température déterminée en la plaçant pendant cinq minutes

1. Comptes Rendus, t. CXL, 138 (1905).

dans un four à revêtement de platine chauffé électriquement. La présence du radium B ne constitue pas un facteur de perturbation dans ces expériences, puisqu'on sait que ce produit se volatilise à une température inférieure à celle du radium C.

Des mesures de l'activité avant et après la chauffe donnent une idée de la quantité d'activité induite disparue pendant la chauffe. J'ai fait ces mesures par les rayons γ avec un électroscope à feuilles d'or suivant la méthode habituelle. On a toujours pris soin de souffler un courant d'air dans le four afin d'éliminer la possibilité d'une activité induite volatilisée, séjournant dans le four, prête à se déposer à nouveau. Les résultats obtenus avec les lames de platine, de nickel et de quartz, sont résumés dans le tableau. On voit que dans tous les cas la volatilisation commence entre 700° et 800° C., mais que, tandis qu'avec le platine et le nickel elle est complète à 1200° C., la volatilisation du radium C sur des surfaces de quartz est incomplète même à 1300° C. Il apparaît ainsi que la volatilité du radium C dépend, jusqu'à un certain point, de la nature de la surface sur laquelle il se dépose, la température de volatilisation étant plus élevée pour une surface de quartz que pour une surface de platine ou de nickel.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	87
[illegible]	[illegible]	980	[illegible]	1.170	[illegible]
1.000	[illegible]	1.110	[illegible]	1.200	[illegible]
1.150	19	1.200	1	1.250	[illegible]
1.200	[illegible]	—	—	1.320	15

C'est un fait bien connu, que l'activité induite du radium se dissout dans l'acide chlorhydrique sur la surface où il s'est déposé. Il était intéressant de voir si la volatilité du radium C est la même avant et après la dissolution, ou si, par l'action de l'acide, ce produit a subi une transformation chimique telle qu'il est plus ou moins volatil. Quoique je me sois livré à un grand nombre d'expériences, on n'a pu établir aucune variation certaine pour la volatilité du radium C après dissolution dans l'acide chlorhydrique. Il faut toujours, cependant, une température un peu plus élevée pour enlever l'activité déposée sur une lame de quartz après dissolution dans l'acide chlorhydrique que pour une lame de platine. Cela est d'accord avec les remarques faites plus haut au sujet du radium C déposé directement sur le quartz et le platine, et ne conduit pas à conclure à une action directe de l'acide.

Effet d'un champ électrique sur le radium C.

On sait que le radium A provenant de l'émanation dans les conditions normales est chargé d'électricité positive. Il s'ensuit qu'un conducteur chargé négativement et exposé à l'émanation attire à lui presque tout le radium A qui s'y dépose. Il m'a paru intéressant de rechercher si le radium C est chargé immédiatement après qu'il a été produit par le radium B.

Nous avons vu que le point de volatilisation du radium A est à 900° C., et que le point de volatilisation du radium B est à une température plus basse. Puisque le point de volatilisation du radium C est à environ 1200° C., il serait impossible pour le radium A ou le radium B de se déposer sur un fil dont la température dépasserait 900° C., tandis que le radium C pourrait, dans des conditions convenables, se déposer sur le fil. Pour savoir si le radium C est chargé au moment de sa production par le radium B, j'ai exposé une tige de platine à 950° C. dans le four décrit plus haut (fig. 1), et j'ai établi un champ électrique entre la tige A et le tube de fer T en reliant la tige A et le tube T respectivement aux deux extrémités d'une batterie de quarante accumulateurs. L'expérience a montré que, si la tige A était chargée positivement ou négativement par rapport au tube T, on ne recueillait sur la tige A aucune quantité appréciable de dépôt actif, cette mesure étant faite après à l'électroscope. Cette expérience a donc montré que le radium C ne possède pas de charge au moment de sa production et on peut conclure que ce produit, à l'inverse du radium A, n'acquiert pas de charge lors de sa production par son parent dans les séries radioactives.

[illegible]

[illegible] 1909.

Le produit et le rayonnement de l'uranium X

Par F. SODDY

[illegible]

Dans l'état actuel de nos connaissances, il semble qu'il y ait au moins un et probablement deux produits à rayons α, intermédiaires entre l'uranium X et le radium.

Boltwood a montré récemment que le parent direct du radium émet des rayons α d'un parcours bien déterminé. Il y a une différence de 12 unités entre le poids atomique de l'uranium et celui du radium. Cette différence correspond à l'émission de trois particules α, dont deux seulement sont connues — celle de l'uranium et celle du parent immédiat du radium. Il est vrai qu'on peut admettre avec Boltwood que la transformation de l'uranium en uranium X est accompagnée de l'expulsion de deux particules α. Boltwood a montré, en effet, que la proportion de rayons α qui concerne l'uranium contenu dans les minéraux radioactifs est double de celle qui revient aux autres produits radioactifs qui sont contenus dans ces minéraux.

Mes récents résultats sur la loi de production de l'hélium par l'uranium[5] sont opposés à cette façon de voir. Dans la série du thorium :

thorium → mésothorium → radiothorium → thorium X,

il existe des analogies chimiques complètes entre le thorium et le radiothorium, le mésothorium et le thorium X; en outre, aucune réaction chimique n'a encore permis de séparer entre eux chacune de ces paires de produits. Si un produit hypothétique de l'uranium X possédait des propriétés chimiques analogues à celles de l'uranium et émettait des rayons α, les résultats obtenus par Boltwood pour les rayons α des minéraux pourraient peut-être s'expliquer. Actuellement il paraît difficile d'admettre que le nombre de particules α émises par l'uranium soit particulièrement exceptionnel.

Je pourrai donner des indications qui permettront de savoir s'il existe un produit intermédiaire entre l'uranium X et le parent immédiat du radium, dès que les préparations d'uranium que j'observe depuis plusieurs années dans mon laboratoire, commenceront à varier en hauteur du radium. On sait que la loi de croissance donne une indication sur le nombre des états intermédiaires. Les résultats déjà obtenus montrent que, s'il n'existe pas un tel produit (ou plusieurs produits), la période de croissance du parent du radium est au moins six fois plus grande que celle du radium[1].

Entre temps, j'ai essayé, jusqu'ici sans grand succès, de déceler une variation dans le rayonnement d'un produit à rayons α, dans une préparation d'uranium X provenant d'une grande quantité d'uranium. J'ai pu établir qu'il y a un rayonnement α résiduel faible dans toutes mes préparations d'uranium X, après que les rayons β étaient disparus; cette activité α reste constante. Le résidu d'une préparation d'uranium X vieille de [illegible] ans a été examiné avec soin pendant 9 mois et aucune variation d'activité n'a pu être observée.

De nouvelles préparations ont montré que le rayonnement α a pratiquement une valeur constante, après que les rayons β ont disparu, indiquant que ce produit à rayons α est un réel produit de l'uranium X : il est même possible qu'il constitue le produit direct. L'essai fait pour suivre la croissance de la faible activité α simultanément avec la décroissance d'une activité β intense, exigée par la façon de voir précédente, a jusque-là été masquée par les rayons β. Je ne suis pas encore parvenu à établir une relation entre le corps à rayons α et l'uranium X, de telle façon que tout ce qu'on peut dire à l'heure actuelle, c'est qu'il n'est pas impossible que le produit direct de l'uranium X soit le produit à rayons α de cette série et soit le parent du parent du radium.

En ce qui concerne les rayons β de l'uranium X, ceux-ci, jusqu'ici, ont été regardés comme homogènes avec une valeur de 2000 pour le produit H. [illegible] trouvé, toutefois, que, dans un champ magnétique deux fois plus intense que celui qui est nécessaire pour empêcher les rayons β de H = 2000 de pénétrer dans l'électroscope, [illegible] aux rayons β persistent. Même dans un champ magnétique plus fort et [illegible] des préparations d'uranium X, suffisamment [illegible], l'effet des rayons β est nettement marqué. Je dois remarquer que, dans un travail récent, H.-W. Schmidt[2] donne une nouvelle valeur de H = 3400 pour les rayons β, adoptant, ce qui semble, le fait jusqu'ici admis que ces rayons sont homogènes. J'ai obtenu la valeur de H = 6500 pour une petite proportion des rayons, mais [illegible]

1. [illegible] *Nature*, 79, 1909, 567.
2. *American Journal of Sc.*, 25, 1908, 577. — *Le Radium*, 5, 1908, 177, 179.
3. *Le Radium*, 5, 1908, 561, 562.

1. *Phil. Mag.*, 16, 1908, 652, 658. — *Le Radium*, 5, 1908, 348.
2. *Le Radium*, 6, 1909, [illegible]

donner une valeur limite de ce terme, il est probable qu'il existe des valeurs plus grandes[1]. Quelques rayons β du radium possèdent, autant que j'ai pu le voir, une valeur de Hr supérieure à 9000 et la limite inférieure n'est probablement pas atteinte à 11 000. La valeur supérieure obtenue par Kaufmann était de 7500. Il est vrai qu'il employait la méthode photographique, plus précise, mais moins sensible.

Pour obtenir des valeurs de Hr aussi grandes que celles qui ont été mesurées, la vitesse des rayons doit être une faible fraction de 1 pour 100 au-dessous de la vitesse de la lumière et leur masse doit être au moins, 4 fois dans le cas de l'uranium, et 6 fois dans le cas du radium, la valeur normale trouvée à des vitesses plus faibles. J'ai pensé qu'il était possible que l'effet soit dû à des rayons secondaires et particulièrement, suivant la théorie de Bragg sur la nature des rayons γ, à une radiation secondaire de l'air ; mais il m'a été impossible de prouver que ces rayons étaient autres que les rayons β primaires. La direction de leur déviation a pu être constatée spécifiquement.

Reçu le 12 février 1909.

Poids atomiques internationaux — 1909

Ag	Argent	107.88	He	Hélium	4.0	Rh	Rhodium	102.09
Al	Aluminium	27.1	Hg	Mercure	200.0	Ru	Ruthénium	101.07
Ar	Argon	39.9	In	Indium	114.8	S	Soufre	32.07
As	Arsenic	75.0	Ir	Iridium	193.1	Sb	Antimoine	120.02
Au	Or	197.2	I	Iode	126.92	Sc	Scandium	44.01
B	Bore	11.0	K	Potassium	39.10	Se	Sélénium	79.02
Ba	Baryum	137.37	Kr	Krypton	81.8	Si	Silicium	28.3
Be	Beryllium	9.1	La	Lanthane	139.0	Sm	Samarium	150.4
Bi	Bismuth	208.0	Li	Lithium	7.00	Sn	Étain	119.0
Br	Brome	79.92	Lu	Lutécium	174	Sr	Strontium	87.62
C	Carbone	12.00	Mg	Magnésium	24.32	Ta	Tantale	181.0
Ca	Calcium	40.09	Mn	Manganese	54.93	Tb	Terbium	159.2
Cd	Cadmium	112.40	Mo	Molybdène	96.0	Te	Tellure	127.5
Ce	Cerium	140.25	N	Azote	14.01	Th	Thorium	232.42
Cl	Chlore	35.46	Na	Sodium	23.00	Ti	Titane	48.1
Co	Cobalt	58.97	Nb	Niobium	93.5	Tl	Thallium	204.0
Cr	Chrome	52.1	Nd	Néodymium	144.3	Tu	Thulium	168.5
Cs	Cæsium	132.81	Ne	Néon	20	U	Uranium	238.5
Cu	Cuivre	63.57	Ni	Nickel	53.68	V	Vanadium	51.2
Dy	Dysprosium	162.5	O	Oxygène	16 00	W	Wolfram	184.0
Er	Erbium	167.4	Os	Osmium	190.09	X	Xénon	128
Eu	Europium	152.0	P	Phosphore	31.0	Y	Yttrium	89.0
F	Fluor	19.0	Pb	Plomb	207.10	Yb	Ytterbium (Néoytterbium)	172
Fe	Fer	55.85	Pd	Palladium	106.7			
Ga	Gallium	69 9	Pr	Praséodymium	140.06	Zn	Zinc	65.37
Gd	Gadolinium	157.3	Pt	Platine	195.0	Zr	Zirconium	90.6
Ge	Germanium	72.5	Ra	Radium	226.4			
H	Hydrogène	1.008	Rb	Rubidium	85.45			

ANALYSES

Radioactivité

Détermination du radium présent dans quelques dépôts des sources chaudes de l'Arkansas H. Schlundt. (*Chem. News*, 98-1908-199-200).

Ces eaux chaudes sortent d'une cinquantaine d'évents dans des puits constitués par d'anciens dépôts des sources, gréseux, et recouvrant un terrain formé de grès et de schistes. Le débit total quotidien est d'environ 4 millions de litres.

Boltwood avait déjà fait des déterminations du radium contenu dans l'eau de ces sources et il avait constaté que leur teneur est extrêmement variable d'une source à l'autre, sans que la composition révélée par l'analyse chimique paraisse subir de modification. On n'avait pu établir aucune corrélation entre la composition minérale de l'eau et la

[1] Pascuini étudie les rayons β pour les mesures Hr = 8000 *Ann. der Phys.* 24 1907 789.

radioactivité considérable de certains échantillons, cette radioactivité étant due à de l'émanation du radium.

M. Schlundt a repris l'étude des dépôts solides dont deux échantillons avaient donné à M. Boltwood une radioactivité du même ordre que celle d'un terrain quelconque. Il a retrouvé ce résultat curieux de variations considérables entre différents échantillons, la teneur en radium variant de moins de 10^{-12} gramme par gramme de matière à 1000 fois plus. Malheureusement aucune analyse chimique des échantillons n'a été entreprise. L'auteur se contente de dire que les propriétés physiques ou plus exactement l'aspect des échantillons varient beaucoup, sans qu'il fût possible de caractériser aucunement ceux qui étaient actifs. La méthode d'analyse consistait à dissoudre l'échantillon dans l'acide chlorhydrique ; il ne restait en général qu'un faible dépôt (inférieur à 10 pour 100), dans lequel on s'assurait qu'il n'y avait pas de matière radioactive. La solution chlorhydrique était abandonnée dans un récipient clos où l'émanation s'accumulait ; on l'en chassait au bout d'un mois par ébullition ; les gaz recueillis étaient envoyés dans un électroscope étalonné au moyen d'un échantillon connu d'uraninite.

L'auteur rapproche les résultats qu'il obtient de ceux de M. Boltwood et il constate qu'à ce point de vue également aucune relation ne paraît exister entre eux, les dépôts les plus riches en radium actifs n'appartenant nullement aux mêmes sources que les eaux les plus riches en émanation. Il nous semble qu'on peut se demander si, à l'époque de la formation des dépôts actifs examinés, la radioactivité de l'eau n'était pas aussi particulièrement grande.

Louis Dunoyer.

Le lithium et les minéraux radioactifs. — **W. Hartley** (*Chem. News*, **98**-1908-151-152). — La question de savoir si le lithium est, ou n'est pas, un élément très répandu dans la nature et s'il s'y trouve associé à quelque autre élément, en particulier avec le cuivre, se pose naturellement, à la suite des travaux de sir William Ramsay sur la transmutation présumée en lithium du cuivre contenu dans des solutions exposées au rayonnement du radium. Sir William Ramsay s'est en effet exprimé de la manière suivante[1] : « Comme le sodium et le potassium sont beaucoup plus largement répandus que le lithium, il est plus vraisemblable qu'ils sont les principaux produits de la transmutation du cuivre et que la formation d'une trace de lithium a été déterminée par quelque circonstance modificatrice. Le lithium a été mentionné parce qu'il est un constituant improbable de la poussière, du verre et du cuivre, etc., dans lesquels une expérience spéciale, d'ailleurs, ne signalait pas sa présence. »

M. Hartley s'élève contre cette manière de voir et la conclusion de son article est diamétralement opposée : d'après lui le lithium est aussi répandu que le potassium et le sodium et est un constituant habituel du verre, de la poussière et des solutions de cuivre. De plus, il ne trouve pas de connexion évidente entre le lithium et les minéraux radioactifs, puisque avec les métaux alcalins, il place le calcium, le cuivre, l'argent, avec le plomb, le manganèse, l'aluminium, le gallium et le fer.

Il importait d'abord de déterminer la sensibilité des réactions spectroscopiques du lithium et des autres éléments. Depuis plusieurs années, l'auteur s'est efforcé de déterminer les spectres obtenus en opérant sur des quantités définies de différents sels; parmi les résultats obtenus il signale les suivants.

La réaction spectroscopique du potassium, appréciée par l'apparition de la raie 4047,79, est 42000 fois plus sensible que celle du lithium. Il s'agit d'observations faites sur des plaques isochromatiques. En ce qui concerne la liaison du rubidium et du lithium, on peut dire que, toutes les fois qu'une substance fournissait sur la photographie la raie la moins réfrangible du rubidium, on pouvait déceler le lithium par l'observation spectroscopique oculaire.

Malgré la sensibilité relativement faible de la réaction spectroscopique du lithium, on a pu déceler sa présence dans l'eau de l'océan Atlantique, prélevée loin des côtes, dans les cendres de végétaux marins, de ceux qui poussent sur les terrains granitiques, dans la flamme du Bessemer, dans les poussières atmosphériques précipitées par le grésil, la neige, la grêle et la pluie, les poussières industrielles; c'est en étudiant le spectre de la flamme oxyhydrique, portant à une haute température ces poussières, que M. Ramage a pu y déceler tous les métaux énumérés plus haut, y compris tous les alcalins. L'auteur a pu également déceler la présence du lithium dans le quartz, le feldspath, le mica, et dans un grand nombre de minéraux dont il indique la provenance.

Louis Dunoyer.

La radioactivité du potassium, en particulier d'après les solutions de ses sels. — **Norman Campbell** (*Proc. Camb. Soc.*, **14**-1908-557-567). — La question controversée de la radioactivité du potassium a déjà fait l'objet de plusieurs articles ou analyses dans ce journal[1]. McLennan, qui met directement le sel dans la chambre d'ionisation, constate des variations considérables d'activité et en conclut que cette activité n'est pas une propriété atomique *normale* du potassium. Au contraire Campbell qui le premier a découvert le phénomène, mesure l'ionisation produite dans une chambre close par le rayonnement pénétrant que le sel émet et qui traverse une mince feuille d'aluminium. Les nombres de Campbell sont très constants pour un même sel. On peut en juger par le tableau suivant ; on y voit de plus, à quelques exceptions près, que l'activité est proportionnelle à la teneur en potassium.

Tableau

Matière	K^2O	Activité	Activité de K^2O (eau = 1)
K^2SO^4 (1	54	87	161
(2	54	87	161
3	54	86,5	160
4	54	85	157,5
5	9,1	14,4	158
6	51,0	82	161
7	46,0	75	165
8	54	87,5	162
K_2CO_3 1	65,1	102	162
2	65,1	102	162
3	65,1 (?)	100	[illegible]
KNO^3 (1	46,5	72,5	156
2	46,5	70	151
KCN impur	57	105	184
KI	28,2	39,5	141
$K.C^2H^3O^2$	48,5	66	136
K^2CO^3	68	107	152
$KClO^3$	58,4	65	167
K^2SO^3 impur	56,5	87,5	155
Sylvine KCl	62,5	102	163
« Muriate de potassium »	54	82	161
kainite	16	22,5	141

1. *Nature*, 1908, 412.

1. Voir [illegible] 1908 [illegible]

[illegible] peut-être [illegible] expliquer les écarts [illegible] par les variations du rapport $\frac{h}{z}$ entre [illegible] du sel, pour le rayonnement [illegible] et la densité [illegible].

A est le rayonnement émis par l'unité de masse, il est facile de montrer que le rayonnement émis par une [illegible] épaisseur z est

$$[illegible]$$

Si l'on appelle I le rayonnement émis par une [illegible] de l'épaisseur pratiquement infinie, on aura

$$[illegible]$$

[illegible] Or, suivant [illegible] physique du sel, les variations de [illegible] peuvent fort bien n'être pas proportionnelles à celles de [illegible], d'autant plus que le rayonnement émis par les sels de potassium est de nature très complexe et qu'une couche d'épaisseur pratiquement infinie pour des rayons mous peut être insuffisante pour les rayons durs.

A ce point de vue, il est intéressant d'étudier la radioactivité des solutions. L'activité intrinsèque du potassium [illegible] est montrée [illegible] plus singulière. En prenant la moyenne d'un grand nombre de mesures, on peut essayer de vérifier la formule [illegible] calculer A en mesurant I et $\frac{h}{z}$. Les solutions de carbonate de potassium ont conduit pour A à un résultat un peu plus faible que celui qu'ont fourni les expériences [illegible] sur les sels [illegible].

En somme, toutes ces expériences ne prouvent pas indubitablement que l'activité du potassium soit la même, quelle que soit la [illegible], mais il est nullement certain que le contraire ait lieu. Il semble plus [illegible] que les différences dans les valeurs de l'activité apparente soient dues à des valeurs différentes de $\frac{h}{z}$, si du [illegible] sur les [illegible] radioactives. On [illegible] considérer comme [illegible] pas [illegible] que [illegible] activité est une propriété [illegible] du potassium, que toutes les méthodes [illegible] les substances radioactives [illegible] sium (chauffage au rouge, cristallisations répétées, précipitations par voie chimique, électrolyse).

[illegible] expériences de M. [illegible] que [illegible] que [illegible] l'activité [illegible] possible [illegible] introduire le potassium [illegible] l'activation, [illegible] l'irregularité [illegible] de M. [illegible] lents que peut émettre le sel, rayons qui sont éliminés [illegible].

Chaleur dégagée par le radium. — Von Schweidler et Hess (*Monatshefte*, 29-855 1908). — Schweidler et Hess ont [illegible] 115,0 [illegible] expérimentalement [illegible] 9-100 [illegible] 1,74. [illegible] 0,0225 [illegible] 0,7951 de radium. La méthode suivie est celle employée antérieurement par Angström dans le même but. Elle consiste à placer le radium dans un calorimètre et un [illegible] un second calorimètre exactement semblable [illegible] à la même température, [illegible] métallique parcouru par un courant électrique. L'élévation de température [illegible] 5,54. Au bout 40 jours, 100, [illegible] de la chaleur [illegible] par le dépôt de l'émanation [illegible] l'expérience, mais l'augmentation [illegible] jour. Le radium employé est en équilibre avec ses produits de décomposition de toutes périodes [illegible] contient les éléments D, E et F. (Lester Dyson.)

Le spectre de réseau de l'émanation du radium. — T. Royds (*Phil. Mag.*, 17, 1909, 202-204). L'émanation [illegible] purifiée par la méthode de Rutherford, le spectre du fer a été employé comme spectre de comparaison. L'erreur est de [illegible] 0,1 [illegible]. (M. Moulin.)

Nature et charge des particules α émises par les substances radioactives. — E. Rutherford (*Nature*, 79, 1908, 12-15). — Nous extrayons de ce travail [illegible] les constantes données par l'auteur :

[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
Masse [illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible] radium	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	1750 [illegible]

G. D.

Remarque sur les rayons α du radium B et sur la radioactivité de l'atmosphère. — Frédéric A. Harvey (*Phys. Zeitschr.*, 10-1909-2-46). — Des mesures [illegible] sur des fils actifs dans l'atmosphère [illegible] de la présence d'un rayonnement [illegible] n'appartenant pas au thorium, ou à entraîné [illegible] sur des fils actifs dans l'émanation du radium. La méthode employée est celle de Bragg, [illegible] consiste à [illegible] la construction des courbes d'ionisation [illegible]

[illegible]

nisation en fonction de la distance. Les courbes ont assez nettement la forme typique des courbes de Bragg, certaines particularités s'expliquant d'ailleurs par la forme et les dimensions de la chambre d'ionisation. Le parcours correspond à 2,6 millimètres ou 5 millimètres d'air.

Pour décider quel est le produit d'où émanent ces rayons α, on a observé le dépôt actif 50, 50, 60 et 140 minutes après exposition du fil à l'émanation. Après 50 minutes, le rayonnement est extrêmement fort, après 50 minutes plus faible, après 60 minutes encore plus faible, et après 140 minutes il a disparu. Le fait qu'il se montre après 50 minutes prouve qu'il n'est pas du au thorium X. Le fait qu'il ne se montre plus après 140 minutes prouve qu'il n'est pas du au radium C. Il s'ensuit qu'il provient du radium B.

L'étude des courbes de désactivation de fils activés à l'air libre a montré, conformément aux découvertes de Blanc, l'effet simultané du radium et du thorium, la proportion relative des deux activités étant variable avec le temps d'exposition. M. Hervey observe que cette proportion dépend aussi très fortement du potentiel de charge, le thorium se déposant surtout aux faibles potentiels. L'indépendance du dépôt par le thorium est soumise, à un beaucoup plus faible degré que celle du radium, aux fluctuations de la pression barométrique.

Léon Bloch.

Électronique

L'absorption des différents types de rayons β et les rayons secondaires qu'ils excitent. — V. E. Pound (*Phil. Mag.*, 17 1909 126-155). — La chambre d'ionisation est constituée par un cylindre creux de plomb à parois très épaisses. On peut placer des écrans métalliques à l'une ou à l'autre des extrémités de ce cylindre. La source active (radium) est disposée dans un bloc de plomb de manière que le faisceau de rayons soit à peu près perpendiculaire à l'axe de la chambre d'ionisation et passe devant l'une de ses extrémités. Un électroaimant placé au-dessus de cette chambre permet d'y faire pénétrer des rayons β dont la vitesse moyenne est à peu près connue.

Les rayons β du radium en équilibre radioactif ne produisent aucune ionisation derrière une lame d'aluminium de 7 mm. d'épaisseur ou à travers 2,5 mm. d'étain ou de 0,9 mm. de plomb.

Le maximum de la radiation secondaire émise par le côté avant de lames d'Al, Sn, Pb, est obtenu pour les épaisseurs suivantes :

Al	0,4 mm
Sn	0,24
Pb	0,16

La radiation secondaire émise par les rayons β dans le plomb et l'étain est plus pénétrante que la radiation secondaire émise excitée par les mêmes rayons dans l'aluminium.

Quand les rayons β tombent sur les « réflecteurs » de différents métaux, la pénétration des rayons secondaires réfléchis est d'autant plus grande que la densité du réflecteur est plus grande.

Quand les rayons β traversent les feuilles d'aluminium minces l'ionisation produite par les rayons secondaires transmis est plus grande que la diminution de l'ionisation due à l'absorption des rayons primaires.

M. Morel.

L'absorption des rayons β par les liquides. — Norman Campbell (*Phil. Mag.*, 17 1909 180-190). — Crowther a montré que le rapport $\frac{\mu}{\rho}$ du coefficient d'absorption d'un corps à sa densité peut se calculer à partir des valeurs de $\frac{\mu}{\rho}$ des éléments composants. Pour les rayons du potassium, on trouve que cette loi ne s'applique pas aux solutions du sel de potassium.

L'auteur étudie l'absorption, par les solutions, des rayons β du uranium en mesurant l'absorption produite par une feuille de papier à filtre imprégnée de solution et par une feuille de cuivre mince. Il mesure ainsi l'absorption du solvant et du corps dissous.

La loi d'absorption n'est pas exponentielle, même en absence de papier filtre. Il semble que la valeur de $\frac{\mu}{\rho}$ pour les solutions ne soit pas une fonction linéaire des valeurs de $\frac{\mu}{\rho}$ correspondant au solvant et au corps dissous. Elle peut être plus grande ou plus petite.

M. Morel.

Sur le retard que les feuilles de métal font subir aux particules α et sa variation avec leur vitesse. — T. S. Taylor (*Am. Journ.*, S., 26 1908 169-179). — On détermine le retard que les feuilles métalliques minces font subir aux rayons α en mesurant la diminution de leur parcours dans l'air par interposition de la feuille métallique ; c'est ce qu'on appelle l'équivalent de la feuille dans l'air. Si l'on veut étudier les variations de cet équivalent avec la distance parcourue par les rayons α avant leur passage à travers les feuilles, on peut, pour chaque distance, déterminer l'équivalent, par la différence des effets d'ionisation produits par les rayons quand la feuille n'est pas interposée et quand elle l'est. C'est ce qu'avaient fait les divers expérimentateurs qui se sont occupés de la question ; mais la méthode a l'inconvénient de donner le résultat cherché par la faible différence de deux grands nombres.

La méthode de Taylor paraît beaucoup plus précise. Elle consiste à mesurer l'équivalent de la feuille mince dans une circonstance où cette mesure peut être précise, puis à suivre, par un procédé convenable, les variations de cet équivalent avec sa distance au polonium. Son appareil se compose essentiellement d'un petit bloc de laiton où est pratiquée une cavité au fond de laquelle se trouve du polonium, la bouche de cette cavité délimite un faisceau de rayons α. Au-dessus du polonium se trouve la feuille métallique et au-dessus de celle-ci la chambre d'ionisation. La pièce d'un plateau horizontal A, au-dessous duquel sont placées deux feuilles métalliques B et C, quelques millimètres de distance, le plateau A est relié à l'équipage [illegible] isolée de l'électromètre, la feuille métallique [illegible] est portée au potentiel de [illegible] 40 volts ainsi que la feuille métallique [illegible], [illegible] feuille métallique C, qui forme la [illegible] de la chambre d'ionisation [illegible] aux bords extérieurs de la chambre [illegible] A et B. [illegible] polonium peut être [illegible] au moyen d'une vis et une [illegible] permet des [illegible] semblables de la feuille métallique. [illegible] permettent de mesure [illegible] du polonium et l'entrée de la chambre [illegible] que B, ainsi que la distance de la chambre à la feuille métallique mince.

On commence par mesurer l'équivalent [illegible] de la feuille quand elle est le plus près possible du polonium (6 millimètres). Dans l'appareil employé [illegible] presque à la distance maximum [illegible] chambre d'ionisation [illegible]

core un courant appréciable à l'électromètre. (On sait que cette distance maxima est de 5cm,77). On construit alors une courbe I, en prenant en abscisses les courants mesurés à l'électromètre et en ordonnées les distances du polonium à la chambre d'ionisation, cette distance variant de 5cm,1 à 2cm,85, de façon que le courant varie rapidement avec la distance. On enlève la feuille métallique et on construit de nouveau la courbe (I'). La différence des ordonnées pour une même abscisse donne avec précision l'équivalent en air de la feuille métallique.

On laisse ensuite le polonium à une même distance de la chambre d'ionisation, par exemple 5 centimètres et on construit une courbe (II) en prenant en abscisses les courants et en ordonnées les distances de la feuille mince au polonium, distances qui varient de 6 millimètres à 25 millimètres.

Soit alors à déterminer par exemple l'équivalent en air de la feuille métallique quand elle est placée à 18 millimètres du polonium, placé lui-même à 5 centimètres de la chambre d'ionisation. On trouve que l'abscisse du point de la courbe II ayant pour ordonnée 18 est 15; l'ordonnée du point de la courbe I ayant pour abscisse 15 est 29,56. Ainsi le courant d'ionisation est le même, quand la feuille métallique est à 6 millimètres du polonium et celui-ci à 29mm,56 de la chambre d'ionisation, et quand la feuille est à 18 millimètres du polonium celui-ci étant à 50 millimètres de la chambre d'ionisation. L'équivalent en air de la feuille a donc diminué de 50 — 29,56 = 0,44 quand sa distance au polonium a augmenté de 6 millimètres à 18 millimètres. Comme contrôle, on trouve les mêmes résultats en construisant la courbe II pour différentes distances du polonium à la chambre d'ionisation (comprises entre 51 millimètres et 28 millimètres).

Comme on le voit sur cet exemple particulier, l'auteur trouve une diminution très nette de l'équivalent en air des feuilles métalliques quand elles s'éloignent du polonium, autrement dit, *les feuilles métalliques diminuent d'autant moins le parcours total des rayons α que ceux-ci ont déjà effectué un parcours plus grand quand ils les rencontrent.*

Ajoutons que la variation est d'autant plus faible que la feuille est plus mince, qu'elle est formée d'un métal plus léger, et que la distance du polonium à la feuille est plus faible. Ceci est relativement d'accord, pour les feuilles les plus minces des métaux légers placées au début du trajet des rayons α, avec le résultat donné par McLeod, par Levin et par Rutherford sur les diminutions successives *égales* produites dans le trajet total des rayons par l'interposition de feuilles métalliques successives d'égale épaisseur.

L. Dunoyer.

Action de la lumière ultraviolette sur les faux équilibres électriques. — Mme H. Baudeuf, née Bayard (*Journ. de Phys.*, IV 7 1908 675). Après un historique résumé de l'étude de l'action de la lumière ultraviolette sur les corps électrisés et sur la question de savoir si cette action peut dans certains cas s'exercer sur les corps chargés positivement, l'auteur expose d'une façon détaillée ses propres expériences dont nous n'indiquerons que les résultats suivants qui semblent s'en dégager d'une façon précise :

1° La lumière ultraviolette n'a d'action *directe* que quand elle frappe un corps chargé négativement.

2° Elle n'agit sur un corps chargé positivement que quand celui-ci est placé dans le voisinage d'un corps éclairé, et qu'un champ électrique existe entre ces deux corps.

3° « L'action de la lumière diffère essentiellement de celle des rayons X, des corps radioactifs et des gaz des flammes ».

Ces résultats ne nous surprennent nullement, et ils devaient être prévus par les faits connus antérieurement en faisant appel simplement à l'aide des théories électroniques, dont l'auteur, en aucun cas, ne semble tenir compte. On sait en effet depuis les expériences de Lenard que l'effet de la lumière ultraviolette est de libérer de la surface des corps soumis à son action un flux d'électrons négatifs, alors que les gaz, *s'ils ne contiennent aucune poussière en suspension*, ne sont nullement modifiés.

Au contraire les autres radiations, indépendamment des effets qu'elles produisent sur les corps solides, ont la propriété de libérer dans les gaz des charges des deux signes dont l'effet final est de mettre les corps ambiants en équilibre de potentiel. La connaissance seule de ces faits permettant de connaître exactement les phénomènes devant se passer et l'état d'équilibre électrique des corps en expérience par la seule détermination préalable des potentiels, des distances, et de la nature des radiations employées. Les conditions des expériences de l'auteur se trouvent en effet faire partie des cas proposés par M. G. Sagnac lors du dernier Congrès de Radiologie de Liège.

L. Matout.

Influence des gaz absorbés par les métaux sur leur activité photo-électrique. — V.L. Chrisler (*Phys. Rev.*, 27 1908 267 281). On sait par une expérience de Wulf[1] que si l'on fait séjourner du platine dans l'hydrogène, sa sensibilité photoélectrique s'en trouve accrue, et qu'elle diminue de nouveau quand le platine se trouve dans l'air. Comme il existe vraisemblablement des échanges gazeux entre le métal et le milieu environnant quand il sert d'électrode pour le passage de la décharge dans un tube Geissler, il était intéressant d'examiner comment ces échanges modifient les propriétés photoélectriques de l'électrode.

La surface à étudier (fig. 1) est éclairée obliquement, à travers la fenêtre de quartz D par la lumière d'un arc A

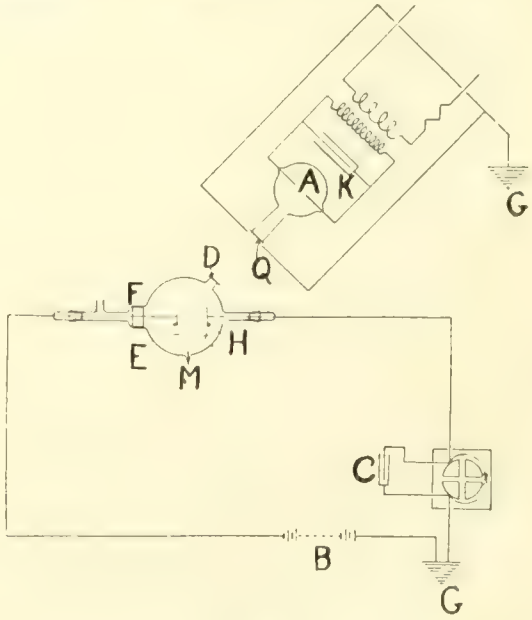


Fig. 1.

jaillissant entre électrodes de fer dans une atmosphère d'hydrogène. Cet arc est alimenté par une forte bobine d'induction dans le primaire de laquelle on envoie du cou-

1. *Ann. d. Phys.* 9 1902 975

rant alternatif; un condensateur K est aux bornes du secondaire. L'électrode E est chargée négativement à — 40 volts par la batterie B et les charges émises sont recueillies par l'électrode H reliée à la paire de quadrants isolée d'un électromètre. On ne donne pas d'indications sur la manière dont est isolée l'électrode reliée à l'électromètre (qui semblerait devoir être soumise à l'éclairement, de préférence à l'électrode E); peut-être un défaut d'isolement expliquerait-il le résultat assez inattendu, signalé par l'auteur, d'un courant recueilli par l'électromètre même quand l'électrode E, portée à — 40 volts n'est pas éclairée (résultat signalé du moins dans le cas de l'azote, de l'oxygène et de l'hélium).

Une quinzaine de métaux ont été étudiés; les surfaces étaient nettoyées et polies (ce qui ne correspond peut-être pas à un état physique parfaitement défini); la pression du gaz était comprise entre 1 et 2 millimètres de mercure.

On mesure d'abord le courant photoélectrique initial fourni par la cathode, puis on fait passer la décharge lumineuse dans le tube en prenant E comme cathode et on mesure ensuite le courant photoélectrique; il est en général notablement plus intense que le premier. Puis on fait de nouveau passer la décharge en prenant E comme anode, mais pendant une fraction de seconde seulement. Le courant photoélectrique est alors beaucoup plus grand dans l'hydrogène; mais dans l'hélium, l'azote ou l'oxygène il est du même ordre et souvent un peu moindre, sauf pour l'argent et le charbon dans l'azote, ce qui conduit à penser que l'azote peut donner lieu avec l'argent à des phénomènes semblables à ceux que l'hydrogène donne avec tous les métaux. Ce résultat qualitatif paraît très net, mais les valeurs numériques données sont fort peu concordantes. Notons que la différence signalée entre l'hydrogène et les autres gaz ne doit pas tenir à une ionisation particulière de ce gaz sous l'action de la lumière ultra-violette, car les courants mesurés sont sensiblement les mêmes ($17,2.10^{-10}$ à 15.10^{-10} ampères dans le cas du zinc) quand la pression de l'hydrogène passe de $0^{mm},0005$ à $1^{mm},82$.

Enfin l'auteur a examiné l'effet du séjour plus ou moins prolongé du métal dans l'hydrogène, qu'on y fasse passer ou non la décharge entre les électrodes H et M. Avant chaque série d'expériences, on commence par employer le métal à étudier comme cathode. On constate avec tous les métaux une augmentation considérable de sensibilité; le maximum est atteint en quelques minutes quand le gaz n'est pas rendu conducteur, et en une fraction de seconde quand il est rendu conducteur par la décharge entre M et H.

Le rôle de l'hydrogène absorbé dans le phénomène photoélectrique étudié sous la pression de 1 à 2 millimètres de mercure, est donc certainement important. Il paraît cependant assez difficile de souscrire à la conclusion de l'auteur pour lequel « les valeurs relativement faibles de la sensibilité photoélectrique des métaux dans l'hélium et l'oxygène rendent probable que si le métal pouvait être complètement débarrassé d'hydrogène il ne donnerait lieu à aucun courant photoélectrique ». Louis Dunoyer.

Radiations

Nouveaux groupes de rayons restants. — **E. F. Nichols** et **William S. Day** (*Phy. Rev.*, **27**-1908-225-257). — Ce travail donne les longueurs d'onde moyenne des rayons restants fournis par quatre substances dont trois n'avaient pas encore été expérimentées, le sel gemme ($\lambda = 52,5\,\mu$), le chlorure d'ammonium ($\lambda = 51,4\,\mu$), la witherite (carbonate de barium, $\lambda = 46,0\,\mu$), la strontianite (carbonate de strontium, $\lambda = 45,2\,\mu$). Il contient aussi la description d'un modèle perfectionné de radiomètre.

La méthode employée est la même que celle de Rubens et Aschkinass, avec cette variante que les surfaces réfléchissantes de la substance à étudier sont partagées en deux groupes, l'un avant la première fente du spectromètre et l'autre après la fente de sortie. On peut s'arranger ainsi de manière à placer toutes les surfaces au voisinage de l'endroit où se forment les images, ce qui permet d'employer des surfaces plus petites et moins difficiles à préparer. Cette disposition permet en outre un réglage beaucoup plus commode que lorsque toutes les surfaces sont placées avant le spectromètre; pour faire le réglage on commence par remplacer les surfaces du premier groupe par des surfaces argentées et on règle visuellement celles du second groupe de manière que le faisceau visible sortant de la deuxième fente du spectromètre tombe sur le radiomètre; on replace ensuite les surfaces du premier groupe et on les règle de façon que le faisceau visible qu'elles fournissent tombe sur

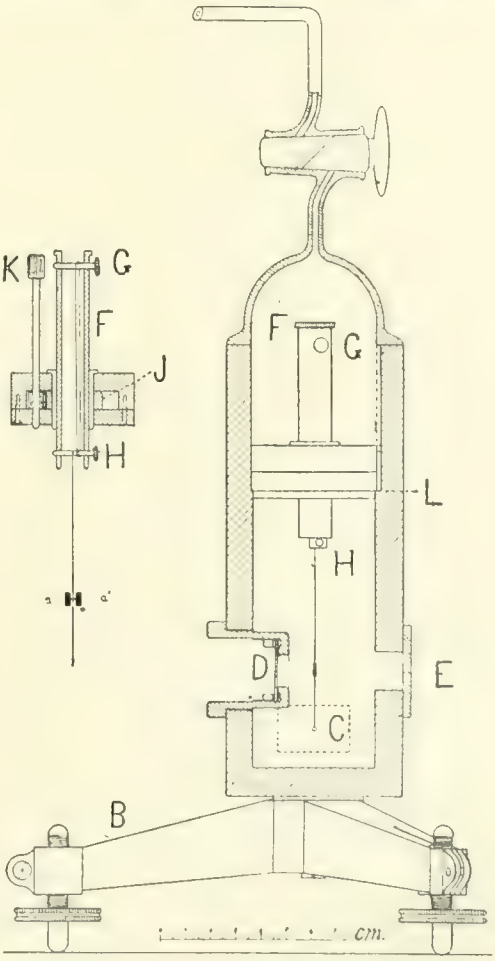


Fig. 1.

la fente de sortie du spectromètre. Si toutes les surfaces étaient à la fois en série on ne pourrait obtenir un faisceau visible suffisamment intense pour faire le réglage au moyen de ce faisceau.

Le spectromètre est muni d'un réseau fixe en fil de constantan; on dirige sur le radiomètre les faisceaux diffractés

[illegible] sous filtre et [illegible] au moyen d'un miroir pour atteindre [illegible] sur la plateforme du spectromètre. La source est constituée par plusieurs lampes Nernst, montées d'une [illegible] à double paroi avec circulation d'eau.

Tout l'ensemble de l'appareil est placé sous une vitrine contenant du chlorure de calcium pour éviter l'absorption par la vapeur d'eau; [illegible] un perfectionnement important [illegible] les déviations du radiomètre et permettant par suite d'employer des lentes beaucoup plus étroites que celles de Rubens et Aschkinass ([illegible]).

Le radiomètre est représenté [illegible] 1. Il suspension [illegible] dans son ensemble [illegible] le tube 1, [illegible] dans [illegible]. On peut [illegible] et les [illegible] au moyen du fil [illegible]. Il matériaux

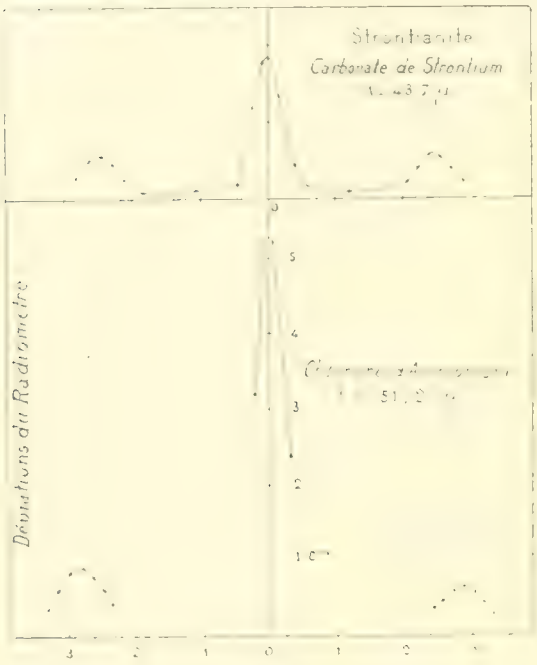


Fig. 2.

[illegible] sert au réglage en s'assurant que le faisceau visible tombe [illegible] longueurs d'onde au noir de fumée. Enfin on observe, au [illegible]

[illegible] 0,085, [illegible] 0,081 [illegible] 0,082.

[illegible] prenant en abscisses les déviations sur la plateforme du spectromètre. La figure 2 donne les courbes de répartition de l'énergie pour la strontianite et le chlorure d'ammonium. Le maximum principal correspond à l'image centrale, les maxima symétriques aux deux spectres du premier ordre. C'est la distance de ces deux maxima qu'on introduit dans la formule [illegible] l'angle dont tourne la plateforme qui porte le miroir est la moitié de l'angle correspondant à la direction du faisceau émergent. L'accord des mesures paraît excellent. Ainsi, pour le sel gemme on obtient 51,7 et 52,9, 52,4 [illegible] les deux premiers nombres se rapportent à des séries de mesures faites dans des conditions moins favorables, le dernier n'avait pas encore été adopté à l'époque, par la vapeur d'eau réduisant le nombre des [illegible] du radiomètre.

Louis Decrey.

Sur les propriétés optiques du collodion et du celluloïd. — A. Trowbridge (*Phys. Rev.*, **27** 1908-282-285). — En essayant de trouver une substance convenable pour protéger les surfaces de sel gemme communément employée dans l'étude de l'infra-rouge, l'auteur a [illegible] les propriétés optiques du collodion dans la région comprise entre le rouge et [illegible] 10 [illegible].

On obtient facilement avec le collodion des couches parfaites [illegible] suffisamment régulières. Malheureusement il faut renoncer à employer cette substance, car elle possède plusieurs bandes d'absorption intense dans cette région. La plaque de sel gemme recouverte de collodion était placée sur le trajet des rayons issus d'une lampe Nernst et traversant un [illegible] spectrométrique à miroirs et à prisme de sel gemme pourvu d'un récepteur bolométrique. On constate la présence d'une double bande dont le milieu correspond [illegible] 5 [illegible] de deux bandes simples, très intenses et très [illegible] pour [illegible] 0,89 [illegible] 7,79 [illegible] cette dernière [illegible] que l'on pourrait la prendre comme repère dans l'infra-rouge) et [illegible] peu intense, mais [illegible] bien [illegible] pour [illegible] 9, [illegible] environ.

La [illegible] de la première bande simple ont été [illegible] avec un [illegible] de celluloïd épaisseur seulement de 0,7 mm. et dont l'absorption cependant était trop forte pour que les déviations du galvanomètre fussent mesurables au delà de 7 [illegible]. Il semble donc bien que les deux [illegible] correspondent [illegible] 0,89 et 7,79 [illegible] appartiennent à la substance [illegible] dans la composition du collodion et du celluloïd. Aucune d'elles n'appartient à l'eau, à l'alcool ou à l'éther, on ne peut [illegible] affirmer [illegible] 5 [illegible] appartient à l'eau.

Louis Decrey.

Ionisation

La conductibilité électrique de l'hexane pur. — G. Jatte (*Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 1908). — L'[illegible] a été [illegible] par différentes recherches [illegible] les diélectriques liquides. Le présent mémoire contient [illegible] nombre de résultats intéressants, qui jettent un jour véritablement nouveau sur la nature de la conductibilité dans les diélectriques.

Un [illegible] point mis en évidence est le suivant : il est possible, par des purifications méthodiques (distillations répétées) de préparer des diélectriques liquides dont la conductibilité est nettement définie. L'hexane, l'heptane, l'éther de pétrole, présentent après un certain nombre de distillations une résistance [illegible] qui ne [illegible] indépendante [illegible] par une distillation [illegible]. Après [illegible] le tableau [illegible] de purifications

le liquide par le passage même du courant d'affinage électrolytique.

La conductibilité obtenue de la sorte présente deux caractères très remarquables : 1° elle ne suit pas la loi d'Ohm. Au contraire, on obtient une courbe de saturation extrêmement nette lorsqu'on construit la courbe du courant en fonction du voltage. La saturation est atteinte pour des voltages relativement très faibles (400 volts dans le condensateur cylindrique où $R = 4^{cm}$, $e = 0^{cm},5$) et se maintient rigoureusement jusqu'au delà de 2000 volts. Comme on le constate fréquemment dans les gaz, le courant est unipolaire, c'est-à-dire dépend du sens du champ : la conductibilité peut être changée dans un rapport au moins égal à $\frac{5}{2}$ lorsqu'on inverse le champ.

2° Un autre fait indique encore mieux que la conductibilité dont il s'agit ici est bien sans aucune dépendance de la dissociation électrolytique. Cette dernière se décèle facilement, quand la purification n'est pas parfaite, par l'accession continue des courbes de saturation. M. Lulle a démontré en effet que la conductibilité de l'hexane dépend dans une proportion énorme de l'absence ou de la présence d'écrans. Selon que le condensateur cylindrique est ou n'est pas enfermé dans un manchon de plomb épais, selon qu'on opère dans un endroit clos ou ouvert, exempt ou non d'intoxication radioactive, les résultats peuvent changer du simple au double. C'est là un argument décisif qui démontre que la conductibilité de l'hexane pur est d'origine radioactive. Elle est due à l'ionisation spontanée du diélectrique liquide par les différents agents qui contribuent également à l'ionisation spontanée de l'air. L'hexane pur se comporte comme un gaz très dense qui serait poussé à une vitesse extrêmement intense par les radiations issues du sol et de l'atmosphère, particulièrement par le *rayonnement très pénétrant* étudié par Wood et Campbell. La conductibilité est 12 fois supérieure à celle de l'air normal. Mais elle semble sujette, comme celle-ci, à de légères fluctuations, dont elle pourrait servir à faciliter l'étude.

Des arguments supplémentaires viennent confirmer cette explication de la conductibilité propre de l'hexane. Sur l'état électrolytique, l'hexane pur devrait présenter les phénomènes d'électrisation anormale propres aux isolants purs : or les effets résultent sont d'autant plus faibles qu'on opère sur un liquide mieux purifié.

De plus la conductibilité de l'hexane semble rigoureusement indépendante de la température entre 0° et 40° C., alors qu'on sait l'influence prépondérante des variations thermiques sur la conductibilité électrolytique.

Enfin la conductibilité de l'hexane pur dépend au haut degré de la nature des parois métalliques constituant le condensateur de mesure. On sait que ces parois interviennent dans l'ionisation par la radiation très pénétrante non seulement par leur pouvoir absorbant mais aussi par leur rayonnement secondaire. Des effets exactement correspondants s'observent avec l'hexane et l'éther de pétrole.

Il semble qu'on puisse conclure de là que l'hexane pur est un diélectrique parfait, entièrement dépourvu de dissociation spontanée (conductibilité électrolytique) et dont la conductibilité est due entièrement à la dissociation forcée produite par les radiations extérieures.

Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Photométrie pratique, par **Emil Liebenthal**. (15 × 25, 445 pages illustr. Vieweg, éditeur, Brunschweig, 1907. Prix : M. 19.

Ce livre a été écrit par un spécialiste qui dirige depuis de longues années la section de photométrie de la Physikalisch-technische Reichsanstalt, et qui a pu se rendre compte des besoins de la pratique.

Nous pouvons donc le recommander à ceux qui désirent avoir des renseignements précis sur les méthodes photométriques, sur les étalons de lumière, etc.

E. Bauer.

Traité de physique, par **O. D. Chwolson**. T. I, 4e fasc. **Acoustique**. (16×25) 450 pages illustr. (A. Hermann, éditeur, Paris, 1906.)

Ce fascicule participe des qualités et aussi des inconvénients très réels du mode d'exposition adopté dans tout l'ouvrage. Les qualités résident surtout dans la concision des détails, l'ampleur de la documentation et la richesse de la bibliographie, mais il me paraît malheureusement impossible de limiter à un volume restreint l'exposition détaillée des résultats aussi bien théoriques que pratiques acquis actuellement à la science.

Il est encore relativement facile de donner un résumé des résultats expérimentaux. Si l'on remplace l'explication détaillée des appareils et du mode opératoire par une exposition schématique du principe de ces appareils, de leur emploi, des méthodes qu'ils mettent en œuvre, on peut condenser en un petit nombre de pages le compte rendu d'un ensemble considérable de recherches. Sans aucun doute l'intérêt de ces recherches, tout au contraire, l'enchaînement et la philosophie peuvent aussi se dégager plus nettement. Mais il n'en va pas du tout de même, à mon avis, des recherches théoriques auxquelles l'auteur consacre plusieurs chapitres, développés par le traducteur, sur la propagation du son, la propagation des déplacements finis et les travaux d'Hugoniot, le problème général de l'acoustique, c'est-à-dire la détermination du mouvement vibratoire d'un point d'un milieu déformable soumis à certaines conditions aux limites, l'équation des cordes vibrantes, la théorie [illegible] de Kelvin et Tait, celle des membranes [illegible] et des plaques vibrantes. La seule [illegible] l'exposition de travaux analytiques auxquels le [illegible] donne depuis toute la concision possible, pour [illegible] des suppressions qui [illegible] la clarté et l'intérêt.

Dans le domaine en question, il est permis de regretter que l'auteur n'ait pas profité des récents travaux sur l'équation intégrale de Fredholm qui lui auraient permis une synthèse plus complète et à la fois plus agréable et du rapport des résultats acquis antérieurement sur la théorie des cordes et des plaques ou membranes. [illegible] que l'équation

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = P\left(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}\right)$$

[illegible] le déplacement u d'un point (x, y) [illegible] normalement à sa position d'équilibre, si l'on désigne la

pression par P et la densité par ρ. On cherche une solution de la forme

$$w = w_i \cos k_i t,$$

w étant une fonction de x, y nulle sur le contour (membrane encastrée) et k_i un nombre. L'auteur montre, d'après la méthode de Weber, qui repose sur le calcul des variations, qu'il est possible de former une suite indéfinie de fonctions $w_1, w_2, \ldots w_i, \ldots$ et de nombres correspondants $k_1, k_2, \ldots k_i, \ldots$ remplissant les conditions demandées, w_1 et k_1 correspondent au son fondamental de la membrane, w_i et k_i aux sons d'ordre supérieur. Au lieu de suivre cette marche par échelon, qui d'ailleurs démontre seulement *l'existence* des quantités w et k, on aurait une vue d'ensemble plus complète du résultat en remarquant que l'équation (1) peut être très simplement ramenée à une équation de Fredholm ; les valeurs singulières du paramètre λ qui figure dans cette équation correspondent précisément aux valeurs du paramètre k et aux sons que la membrane est susceptible de rendre. Or ces valeurs de λ sont les zéros d'une certaine fonction entière que la théorie permet de former, de sorte qu'un calculateur suffisamment patient pourrait, même dans le cas le plus général, commencer le calcul effectif des périodes vibratoires, dont la méthode exposée par l'auteur permet seulement de démontrer l'existence. La même forme synthétique et condensée pourrait être appliquée à plusieurs des autres questions théoriques examinées dans le cours de l'ouvrage[1].

Au point de vue expérimental, signalons les expériences récentes sur la pression produite par les ondes sonores (Altberg, 1905 ; Wood, 1905) et la mesure de l'intensité du son, celles de M. Le Chatelier sur les ondes explosives, un court résumé des intéressantes expériences de lord Rayleigh sur la diffraction du son. Dans le chapitre IX on trouve l'exposé des résultats curieux sur la répulsion acoustique, qu'il y aurait peut-être lieu de rapprocher des phénomènes de répulsion et d'attraction hydrodynamique étudiés par Bjerknness (Congrès de Physique, 1900), et l'application du principe de Doppler-Fizeau à l'acoustique.

Pour ce fascicule, comme pour les autres, la bibliographie qui suit chaque chapitre est appelée à rendre les plus grands services.

Louis Dunoyer.

Traité de Physique, t. II, second fascicule, par **O. D. Chwolson**, professeur à l'Université impériale de Saint-Pétersbourg. — Traduit par C. Davaux. (16 × 25) 451 pages, 157 figures. (Librairie A. Hermann, Paris.) 1906. Prix : 10 fr.

Ce deuxième fascicule contient les chapitre VI, VII et VIII ainsi distribués.

Chapitre VI : *Indice de réfraction.* — Commençant par définir l'indice et indiquer les diverses méthodes employées à sa mesure, l'auteur aborde ensuite d'une façon très détaillée les rapports existant entre le pouvoir réfringent et les propriétés moléculaires des corps.

Chapitre VII : *Dispersion de l'énergie rayonnante.* — Ce chapitre constitue à lui seul un traité de spectroscopie ; nous y trouvons une description assez complète, au point de vue optique, des spectroscopes à prismes ou à réseaux. Puis la plupart des méthodes de production des spectres d'émission et d'absorption, ainsi qu'une étude générale sur les procédés d'observation du spectre et de la mesure des longueurs d'onde. Une partie importante du chapitre est réservée à un exposé des « méthodes modernes d'observation en analyse spectrale », par M. A. de Gramont.

Chapitre VIII : *Transformation de l'énergie rayonnante.* — L'étude des transformations de l'énergie rayonnante porte ici sur les phénomènes de phosphorescence, les actions chimiques et mécaniques de la lumière, l'ionisation par les radiations de l'extrême ultra-violet, la photographie, etc.

Ce qui mérite le plus d'être remarqué dans cet ouvrage c'est la forme explicative très claire, et donnant, s'il est permis de s'exprimer ainsi, une sensation nette et matérielle du fait expérimental. Le traité de Physique de M. Chwolson n'est pas à proprement dire un livre d'enseignement, il suppose déjà, chez celui à qui il s'adresse, les connaissances techniques nécessaires à la compréhension, et même à l'interprétation de l'« expérience ».

Tous les sujets traités sont développés de façon à mettre le lecteur au courant des plus récentes recherches opérées dans le domaine de la physique moderne. Cet ouvrage est précieux à tous les travailleurs de laboratoire, en ce qu'il peut leur indiquer à première vue les sentiers aboutissant à la voie dans laquelle ils veulent engager des recherches.

Chacun des chapitres est suivi d'un ensemble considérable de notes bibliographiques dont l'examen permet, dans les cas que l'on désire approfondir, de remonter aux sources de chaque question et d'en retrouver tous les éléments utiles.

Plus de 150 figures jointes au texte complètent très heureusement les descriptions d'expériences.

L. Matout.

Cours de physique, IV, **Optique**, **étude des instruments**, par **H. Bouasse** (17×25) 240 pages illustr. (Paris, Delagrave, 1908). Prix : 15 fr.

Voici enfin un livre français où l'optique géométrique est exposée d'une manière vivante. M. Bouasse semble être le premier auteur français qui sache que la théorie des instruments d'optique a changé depuis Gauss, et même Helmholtz, qu'elle a été transformée et renouvelée par *Abbe* et son école. Il faut d'ailleurs noter l'importance *pratique* des travaux d'Abbe : c'est sous sa direction, et grâce à un appui mutuel constant entre la théorie, le laboratoire, et l'atelier, que les maisons Zeiss et Schott de Iéna se sont développées et ont pris l'importance que l'on sait.

Le livre de M. Bouasse se divise en deux parties : optique géométrique (165 p.) et optique ondulatoire (255 p.).

La première partie est absolument indépendante de l'hypothèse des ondulations ; l'auteur admet en première approximation, l'existence des rayons lumineux, et développe avec sa concision habituelle, et dans un enchaînement logique parfait, les conséquences de la loi de Descartes et de son corollaire, le principe de Fermat. Ce n'est qu'à la fin de la seconde partie (p. 569) que M. Bouasse revient sur les hypothèses fondamentales de l'optique géométrique et les examine au point de vue du principe d'Huyghens.

Peut-être aurait-il pu insister davantage sur ce point, et traduire un peu plus tôt, comme l'a fait Abbe, les principales propositions de l'optique géométrique en langage ondulatoire. Je crois qu'il est bon de faire comprendre aux élèves que l'optique géométrique n'est qu'une méthode commode, et de leur rappeler en cours d'exposition, quelles sont les réalités physiques qu'elle traduit. D'ailleurs certaines démonstrations de la théorie des ondulations sont si simples qu'elles peuvent se juxtaposer sans peine à celles de la théorie des rayons.

Ceci n'empêche pas le livre de M. Bouasse d'être extrê-

[1] Au sujet des applications de l'équation de Fredholm aux problèmes de la physique mathématique, consulter les applications de M. Fredholm lui-même à l'explication des raies spectrales, un article de M. E. Picard au Circolo matematico di Palermo 1907, etc.

nement remarquable. Notons en particulier les chapitres où se trouve étudiée la théorie des caustiques et des focales, d'une façon plus nette et plus condensée que dans les ouvrages allemands. La théorie des systèmes centrés est traitée d'après les méthodes d'Abbe et de Czapski, celle des aberrations s'inspire également des travaux de l'Université d'Iéna.

Les théories générales sont appliquées à l'étude des objectifs photographiques. La fin de la première partie est consacrée à diverses questions d'optique géométrique (halos, arc-en-ciel, mirages, scintillation, etc.).

Au début de l'optique ondulatoire, M. Bouasse étudie l'émission, la photométrie, la photochimie (il donne de la loi de Kirchhoff une démonstration rigoureuse celle de Kirchhoff lui-même), il examine les applications des résultats généraux (projecteurs et phares, photographie, rayonnement des manchons à incandescence, du soleil, etc.). Après un chapitre consacré à la vision colorée, il étudie les interférences des vibrations ordinaires et elliptiques, et les applications des méthodes interférentielles. La théorie de la localisation des franges est faite d'après Fabry et Macé de Lépinay.

Dans l'exposé de la diffraction, il distingue d'une façon nette la théorie des franges à l'infini de celle des franges à distance finie.

Le dernier chapitre est consacré aux applications de la théorie de la diffraction : franges au voisinage d'un foyer, instruments d'optique ; couronnes ; vision des objets non lumineux par eux-mêmes, franges au voisinage d'un point quelconque de la caustique et d'un minimum de déviation (arc-en-ciel) ; diffraction éloignée (Gouy) ; milieux troubles, ultra-microscope. **E. Bauer.**

L'Année électrique, par **Foveau de Courmelles** (19 , 12, 556 pages, 1909. Prix : 5 fr. 50 (Ch. Béranger, éditeur, Paris).

Ce volume est le neuvième de la série. Comme ses prédécesseurs il contient de nombreuses notes dont quelques-unes se rapportent à l'électro-chimie, à l'électricité atmosphérique, à la radiologie. En parcourant l'ouvrage, le lecteur peut se faire une idée des progrès réalisés en 1908 en vue de la production et de l'utilisation de l'énergie électrique.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

L'indication bibliographique du périodique comprend : la série en chiffres romains, le tome en chiffres gras, l'année en chiffres ordinaires. Les deux derniers nombres se rapportent aux pages extrêmes du mémoire.

Clos le 10 Janvier 1909.

RADIOACTIVITÉ

H. Paweck. — Die Herstellung von Radium aus Trampecheiz *Zeitschr. f. Elektrochem.*, **14** 1908-619.

A. V. Antropoff. — Argon als Begleiter radioaktiver Zirconmineralie *Zeitschr. f. Elektrochem.*, **14** 1908-585.

W. W. Strong. — Radium : its properties, distribution and influence on the atmosphere *Month. Weather Rev.*, **36** 1908-6472.

H. J. M. Creighton. — Influence of radium on the decomposition of methylene acid *Proc. and Trans. of the Nova Scotian Inst. of Sc., Halifax*, **12**, part. 1.

N. V. Sidgwick et H. T. Tizard. — Die anfängliche Umwandlung der Radiumemanation *Chem. Zentralbl.*, **2** 1908-488.

W. Duane. — Ueber den Wirkungsbereich der α Strahlen *Ann. d. Phys.* IV **28**-1909-445-445.

J. Precht. — Studien über radioactive Stoffe in den Salzbergwerken und über den Zusammenhang von Erdwärme und Radiumwärme *Zeit. f. Angew. Chem.*, **21** 1908-1705.

R. Lucas. — Bibliographie des radioaktiven Stoffe 92 p., *Hamburg*, 1908.

ÉLECTRONIQUE

V. Fischer. — Die Lorenzsche Theorie der Kreiselrader *Phys. Zeitschr.*, **10**-1909-105.

H. Poincaré. — Dynamique des électrons *Rev. gén. des Sc.*, **19**-1908-586-602.

J. Perrin. — Grandeur des molecules et charge de l'électron *Comptes Rendus* **147** 1908-594.

L. Silberstein. — Kritisches zur Elektronentheorie *Ann. d. Phys.*, IV **28** 1909-508-542.

H. Strache. — Die Erklärung des periodischen Systems der Elemente mit Hilfe der Elektronentheorie *Deutsch. Phys. Gesell.*, **10** 1908-798-805.

J. Becquerel. — Sur quelques phénomènes optiques et magneto-optiques dans les cristaux aux basses températures *Comptes Rendus*, **148**-1909-158-161.

L. Caffaratti. — Aggiunta alla nota « sui campi elettromagnetici puri » (*Nuovo Cimento*, V **16**-1908-576-580).

E. M. Terry. — The effect of temperature on the magnetic properties of electrolytic iron *Phys. Rev.*, **28**-1909-68.

L. R. Ingersoll. — Magnetic rotation in iron cathode films *Phys. Rev.*, **28**-1909-68.

Comessatti. — Sulla dispersione dell'energia nei campi electromagnetici generato dalla conversione di una o due cariche *Nuovo Cimento*, V-**16** 1908-561-576.

M. Laue. — Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip *Ann. d. Phys.*, IV **28**-1909-456-442.

D. Mirimanoff. — Ueber die Grundgleichungen Elektrodynamik bewegter Körper von Lorentz und das Prinzip der Relativität *Ann. d. Phys.*, IV **28**-1909-192-198.

A. Einstein et J. Laub. — Bemerkungen zu unserer Arbeit « Ueber die Elektromagnetischen Grundgleichungen für bewegte Körper » *Ann. d. Phys.*, IV **28** 1909-445-477.

G. F. C. Searle. — The impulsive motion of an electrified sphere *Phil. Mag.*, VI-**17**-1909-45-71.

K. Aichi. — Scattering of electromagnetic waves by a small elliptic cylinder *Tokio, Sugaku-Butsurigakkai Kizi*, II **4** 1908-266-278.

C. Fischer. — Dekrementbestimmung mit kontinuierlichen elektrischen Wellen *Ann. d. Phys.*, IV **28** 1909-57-74.

H. Horig. — Ueber den Einfluss des Druckes auf die thermoelectrische Stellung des Quecksilbers und der eutektischen Kalium-Natrium-Legierung *Ann. d. Phys.*, IV **28** 1909-571-412.

W. F. Smith. — The effect of mechanical strains on thermal and electrical conductivity *Phys. Rev.*, **28** 1909-69.

P. Debye. — Das elektromagnetische Feld um einem Zylinder und die Theorie des Regenbogens *Deutsch. Phys. Gesell.*, **10**-1908-741-749.

G. Berndt. — [illegible] *Phys. Gesell.*, 10 1908-662-666.

P. Nordmeyer. — [illegible] *Phys. Z.*, 9 1908-885-844.

C. V. Burton. — [illegible] *Phil. Mag.*, VI-17 1909-71-113.

G. Reboul. — Phénomènes [illegible] *Comptes Rendus*, 148 1908-221-225.

W. Seitz. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-448.

E. Marx. — [illegible] *Deutsch. Phys. Gesell.*, 10 1908-627-629.

RADIATIONS

F. Kohl. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-259-507.

E. Warburg et G. Leithauser. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-515-525.

A. L. Bernoulli. — [illegible] *Phys. Gesell.*, 10 1908-656-662.

Cl. Schaefer. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28-1909-421-455.

H. Erfle. — [illegible], 1 1908-561-588.

A. H. Pfund. — [illegible] *Z. f. Phys.*, 7 1909-1-16.

A. Remele. — [illegible] *Phys. Gesell.*, 10 1908-587-588.

C. V. Raman. — [illegible] *Phil. Mag.*, VI-17 1909-207-216.

E. B. Andersen. — [illegible] *Phys. Z.*, 10 1909-54-57.

PHOSPHORESCENCE

E. Meyer. — [illegible] *Phys. Gesell.*, 10 1908-657-657.

J. de Kowalski. — [illegible] *Comptes Rendus*, 148 1909-280-282.

CHIMIE — PHYSIQUE — ATOMISTIQUE

P. A. Gave. — [illegible] *Chim. Phys.*, 6 1908-569-807.

A. L. Bernoulli. — [illegible] *Z. f. Phys. Chem.*, 65 1909-541-[illegible].

M. Reinganum. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-142-[illegible].

M. Knudsen. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-[illegible]-150.

[illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-131-141.

H. Lunelli. — [illegible] *Phys.*, 6 1908-[illegible].

P. Dutoit et H. Duperthuis. — [illegible] *Comptes Rendus*, 6 1908-[illegible].

E. Cohen et H. R. Kruyt. — [illegible] *Z. f. phys. Chem.*, 75 1909-559-570.

G. N. Lewis. — [illegible] *Chem. News*, 99 1909-64-75. — *Chem. News*, 99 1909-52-55. — *Chem. News*, 99-1909-40-42.

E. Warburg et G. Leithauser. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-1-16.

E. Warburg et G. Leithauser. — [illegible] *Ann. d. Phys.*, IV-28 1909-17-56.

H. M. Goodwin et H. T. Kalmus. — [illegible] *Phys. Rev.*, 28 1909-1-24.

A. Heydweiller. — [illegible] *Deutsch. Phys. Gesell.*, 11 1909-57-77.

A. Wigand. — [illegible] *Z. f. Phys. Chem.*, 65-1909-172-187.

H. E. Armstrong. — [illegible] *Chem. News*, 99 1909-57-58.

PHÉNOMÈNES COSMIQUES ET MÉTÉOROLOGIQUES

J. C. Kapteyn. — [illegible] *Comptes Rendus*, 29 1909-46-53.

G. A. Tikhoff. — [illegible] *Comptes Rendus*, 148 1909-268-269.

P. Zeeman. — [illegible] *Deutsch. Phys. Gesell.*, 10 1908-750-752).

A. Amerio. — [illegible] *Nuovo Cimento*, V-16 1908-450-455.

H. Schulz. — [illegible] *Astrophys. Journ.*, 29-1909-55-59).

A. S. King. — [illegible] *Astrophys. Journ.*, 29-1909-76-85).

L. Chedwynd. — [illegible] *Proc.*, 81 1908-775-776.

M. Moureaux. — [illegible] *Comptes Rendus*, 148 1909-251-254.

W. J. Humphreys. — [illegible] *Astrophys. Journ.*, 29 1909-14-52.

G. F. Hull. — [illegible] *Science*, 28 1908-255.

TECHNIQUE

E. Meyer. — [illegible] *Deutsch. Phys. Gesell.*, 10 1908-658-661.

E. Lowe. — [illegible] *Deutsch. Phys. Gesell.*, 10 1908-671-674.

Th. Guilloz. — [illegible] *Comptes Rendus*, 148 1909-164-167.

E. Estanave. — [illegible] *Comptes Rendus*, 148 1909-224-227.

A. Pochettino. — Sulla corrente secondaria nei preparati a selenio (*Nuovo Cimento*, V-16-581-429).

St. Lindeck. — [illegible] *Z. f. Instr.*, 28 1908-229-245.

[illegible] — 65-568. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la décomposition de l'eau par les sels de radium

Par A. DEBIERNE

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

La décomposition de l'eau par les sels de radium fut observée pour la première fois par M. Giesel. Il constata que les solutions de sels de radium dégagent spontanément un mélange d'hydrogène et d'oxygène. Le phénomène a été constaté depuis par un grand nombre d'expérimentateurs et j'ai observé une décomposition identique avec les sels d'actinium.

M. Ramsay a donné des indications nombreuses sur la décomposition de l'eau par le radium; il a montré que la composition du gaz obtenu ne correspondait pas à la formule $H^2 + O$ et qu'il y avait un excès d'hydrogène; il a observé la même décomposition par l'action de l'émanation du radium, il a indiqué aussi que les rayons pénétrants du radium ne produisaient pas la décomposition. Enfin, dans une communication récente[1], M. Ramsay a annoncé qu'une solution contenant une quantité relativement considérable de bromure de radium avait presque complètement cessé de dégager le mélange d'hydrogène et d'oxygène, cependant cette même solution avait donné lieu auparavant à un dégagement régulier pendant un temps très long.

J'ai eu l'occasion à plusieurs reprises d'observer la décomposition de l'eau dans une solution de sel de radium, et quoique j'aie pu observer la même solution pendant des intervalles de temps de plus de six mois, je n'ai jamais constaté l'arrêt du dégagement gazeux ou même une diminution importante dans le débit.

Par exemple, dans le courant de l'année 1905, une solution de bromure de radium m'a donné pendant une première période de 35 jours un débit de 0,578 cm³ par jour, pendant une deuxième période de 58 jours un débit de 0,584 cm³, dans une troisième période de 40 jours 0,585 cm³, enfin dans une quatrième période de 50 jours le débit a été de 0,582 cm³ par jour. A la même époque une solution d'actinium avait donné des débits de 0,171 cm³, 0,170 cm³ et 0,170 cm³ par jour dans des intervalles de temps de 57, 55 et 59 jours.

Dans ces derniers mois, j'ai pu observer une solution contenant une forte proportion de chlorure de radium et j'ai obtenu un débit régulier variant de 2,5 cm³ à 2,4 cm³ par jour, ce qui correspondait en moyenne à un dégagement de 15 cm³ par jour et par gramme de radium. En résumé, les débits pour une même solution ont toujours été très réguliers et je n'ai jamais observé d'anomalie semblable à celle constatée récemment par M. Ramsay.

M. Ramsay indique dans sa communication au journal *Nature*, comme cause possible de la cessation du dégagement gazeux, un changement spontané dans les propriétés du radium.

Un changement aussi rapide des propriétés du radium est absolument improbable et contraire à tout ce que nous connaissons jusqu'à présent sur ce sujet. Mais il n'est pas impossible d'expliquer par des phénomènes secondaires une diminution du dégagement gazeux produit dans une solution d'un sel de radium.

Le fait indiqué par M. Ramsay, qu'il existe un excès d'hydrogène dans le gaz dégagé, nécessite l'absorption d'une partie de l'oxygène par la solution et, par conséquent, la formation de composés oxygénés. Ces composés peuvent s'accumuler dans la solution et provoquer l'absorption de l'hydrogène au moment de sa formation. Le dégagement gazeux pourrait se trouver ainsi diminuer. On peut même imaginer une solution dont la composition serait telle, que l'hydrogène et l'oxygène seraient absorbés au fur et à mesure de leur formation par les produits contenus en dissolution.

Cependant on doit remarquer que, malgré le grand nombre d'expériences faites sur la décomposition de l'eau par le radium, la dernière observation de M. Ramsay est isolée, et que la cessation du dégagement gazeux s'est faite très brusquement, d'une façon inopinée, en deux ou trois semaines. Aussi, je pense que dans les dernières expériences de M. Ramsay, il a dû se produire quelque circonstance particulière qui a échappé à l'observation.

La décomposition de l'eau dans une solution de sel de radium peut être attribuée soit à une action directe du radium, de l'émanation ou de leurs produits de transformation, soit à l'action des divers rayonnements qu'ils émettent, rayons α, β et γ.

C'est cette dernière manière de voir qui paraît la plus vraisemblable. En effet, contrairement à l'indication de M. Ramsay, j'ai pu constater la décomposition de l'eau, sans qu'il y ait contact entre l'eau et le

1. *Nature*, 79-1908-129; *le Radium*, 6-1909-11.

sel ou l'émanation, simplement par l'action des rayons pénétrants β et γ[1].

L'expérience était disposée de la manière suivante : une ampoule de verre scellée, contenant une quantité importante de chlorure de radium pur, était placée dans un tube de verre plongeant dans de l'eau distillée (fig. 1). L'eau distillée était contenue dans un

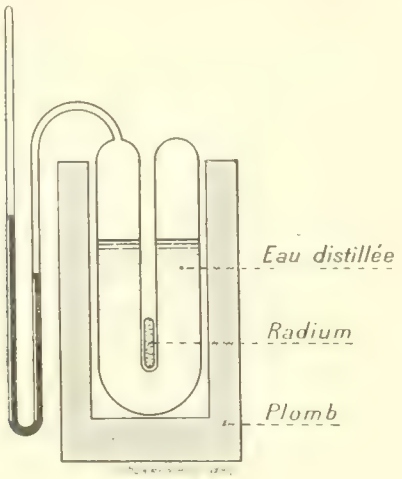


Fig. 1.

récipient de verre communiquant avec un manomètre à mercure. Les rayons agissant sur l'eau avaient déjà traversé le verre de l'ampoule et le verre du tube, soit une épaisseur totale d'environ 0,5 millimètre. L'épaisseur d'eau autour du tube était de 1,2 centimètre. Pour faire une expérience, on commençait par éliminer complètement l'air du récipient contenant l'eau, puis on plaçait l'ampoule de radium, et en observant la pression indiquée par le manomètre, à des intervalles de temps déterminés.

L'augmentation de pression était parfaitement régulière et presque exactement proportionnelle au temps. Dans une expérience ayant duré plusieurs mois, j'ai pu cependant observer vers la fin une légère diminution progressive du débit (fig. 2). Le dégagement s'arrêtait complètement lorsqu'on retirait l'ampoule de radium. Le gaz obtenu mis en présence de cuivre et d'oxyde de cuivre chauffés et d'anhydride phosphorique, était complètement absorbé.

Le débit a été en moyenne de 0,115 centimètre cube par jour et par gramme de radium, soit un peu moins de 1 pour 100 de celui de la solution de chlorure de radium.

Si tout l'appareil est entouré d'une gaine de plomb de plusieurs centimètres d'épaisseur, le débit est un peu augmenté et l'augmentation est d'environ 5 pour 100.

Cette augmentation du débit doit être attribuée à l'action des rayons secondaires émis par le plomb.

1. J'ai déjà signalé plus brièvement ce résultat dans une conférence faite le 4 Avril 1908 à la Société Chimique de France et publiée en Juin 1908 au bulletin de cette Société.

La très légère diminution du débit qui se produit au bout d'un certain temps peut être attribuée à une absorption du gaz par des produits secondaires formés

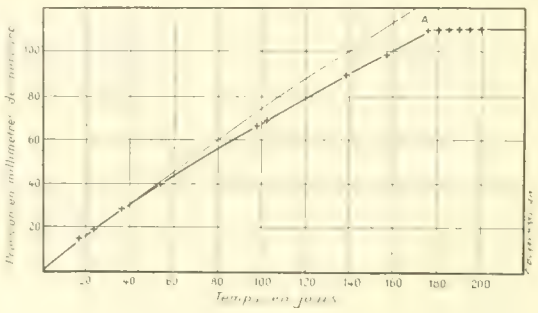


Fig. 2.

Pression du gaz en fonction du temps. A partir de A l'ampoule de radium est retirée.

dans l'eau, ou à une petite recombinaison du mélange gazeux soumis également à l'action des rayons du radium.

Dans cette expérience, l'énergie nécessaire à la décomposition ne peut être empruntée qu'au rayonnement absorbé par l'eau. Cette énergie représente approximativement la dix-millième partie de l'énergie totale émise par le radium, si l'on suppose que le gaz dégagé a la composition $H^2 + O$.

Cependant comme les rayons α sont complètement absorbés par le verre ainsi qu'une partie importante des rayons β, on peut penser que l'énergie du rayonnement absorbée par l'eau est seulement de l'ordre de 1 pour 100 de l'énergie totale. Il en résulte qu'environ 1 pour 100 de l'énergie absorbée par l'eau a été transformée en énergie chimique.

Dans le cas de la solution de chlorure de radium dégageant 15 centimètres cubes par jour et par gramme de radium, l'énergie utilisée pour la décomposition est environ 1 pour 100 de l'énergie totale dégagée par le radium. Si d'après les indications de MM. Ramsay et Cameron sur la décomposition de l'eau par l'émanation on calcule la proportion d'énergie utilisée dans la décomposition, on trouve une proportion beaucoup plus grande.

D'ailleurs, si la décomposition est due uniquement à l'action des différentes espèces de rayons émis dans les transformations radioactives, et cela est rendu très probable par les expériences décrites précédemment, la quantité décomposée devra dépendre essentiellement de la proportion des rayons absorbés par l'eau et par conséquent pourra varier beaucoup avec le dispositif expérimental.

Le radium qui a servi dans ces expériences m'a été obligeamment prêté par Mme Curie, et les expériences ont été faites dans son laboratoire.

Reçu le 15 Mars 1909.

Recherches sur le coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium

Par G. BRUHAT

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie]

La détermination des coefficients de diffusion des émanations radioactives permet, par la comparaison avec les coefficients de diffusion des gaz de poids moléculaire connu, d'obtenir une valeur approchée du poids moléculaire de ces émanations, et, par suite, de leur poids atomique, en supposant ces émanations monoatomiques, comme cela est rendu vraisemblable par leur manque d'affinité pour les différents corps. Aussi a-t-on déjà fait un assez grand nombre d'expériences pour la détermination de ces coefficients; dans toutes ces expériences, on applique, soit pour calculer le coefficient de diffusion d'après les mesures d'activité faites, soit pour calculer le poids moléculaire, les lois de la diffusion des gaz. Pour que les calculs de poids moléculaires aient une signification, il est donc nécessaire que les émanations actives suivent les lois générales de la diffusion des gaz. Comme dans une même expérience on opère généralement à des concentrations très différentes, les courbes obtenues suffisent à montrer qu'il y a bien un coefficient de diffusion indépendant de la concentration; dans les expériences de Pierre Curie et M. Danne, on mesurait la diffusion de l'émanation à travers des tubes de dimensions différentes, et l'on vit ainsi que la diffusion suivait bien les lois prévues. On peut se demander si le coefficient de diffusion varie bien avec les conditions de l'expérience (température, pression, gaz au sein duquel a lieu la diffusion) suivant les lois générales qui s'appliquent à tous les gaz : c'est ce point que j'ai entrepris de vérifier dans ce travail. Comme le coefficient de diffusion de l'émanation du radium est encore discuté, et que sa détermination est longue et délicate, je me suis adressé à l'émanation de l'actinium, et j'ai cherché comment variait son coefficient de diffusion, quand on faisait varier la pression, et quand on remplaçait l'air par un autre gaz.

Méthode de mesure.

L'appareil employé a été celui qui avait servi à M. Debierne pour déterminer le coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium[1]. Une couche uniforme d'un composé d'actinium recouvre le fond d'un vase parallélipipédique; il y a production continue et régulière d'émanation qui se diffuse vers la partie supérieure, et en même temps se détruit suivant la loi exponentielle connue; sa concentration est toujours uniforme dans les différents points d'une même couche horizontale. Au bout d'un certain temps un état de régime s'établira, et l'on démontre facilement que la concentration c dans une tranche située à la distance x de la matière active est donnée par la formule :

$$c = c_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}\, x}$$

λ étant le coefficient de destruction de l'émanation de l'actinium, D son coefficient de diffusion. Cette formule est établie en supposant le vase illimité. Si l'on suppose qu'il a une longueur finie, on voit facilement qu'il faut introduire dans la formule un terme correctif; si l'on calcule sa valeur, on trouve qu'elle est certainement inférieure à 1/1000 de la valeur du premier terme jusqu'au milieu de la lame, tant que la décroissance est assez rapide pour que la longueur correspondant à une diminution de moitié de la concentration de l'émanation soit inférieure au 1/10 de la longueur du vase. Dans toutes les expériences que j'ai faites, cette condition était remplie, et comme la précision des mesures n'atteignait pas le 1/1000, il n'y a jamais lieu de faire cette correction.

L'appareil de diffusion (fig. 1) était donc une boîte parallélipipédique dans le fond de laquelle était disposée une cuvette contenant la matière active. Pour rendre la température uniforme et à peu près constante pendant la durée d'établissement du régime permanent, la boîte était munie de doubles parois entre lesquelles passait un courant d'eau, dont on prenait la température à la sortie de l'appareil. J'ai apporté à cet appareil quelques modifications de détail, destinées à le rendre parfaitement étanche, puisque je devais opérer à des pressions différentes de la pression atmosphérique : pour cela j'interposais entre le couvercle et la boîte une plaque de caoutchouc pp', que je serrais au moyen d'une armature rigide formée d'une plaque de laiton AA' placée sous la boîte, de quatre tiges verticales en laiton BB', et de deux barres CC' que je serrais contre le couvercle au moyen d'écrous DD'; des lames de laiton LL', fixées sur les tiges BB', maintenaient la plaque de caoutchouc;

1. *Le Radium*, 4-1907-213-218.

l'expérience a montré que dans ces conditions, le caoutchouc étant convenablement graissé, l'appareil tenait bien le vide. Un tube de laiton traversant le cou-

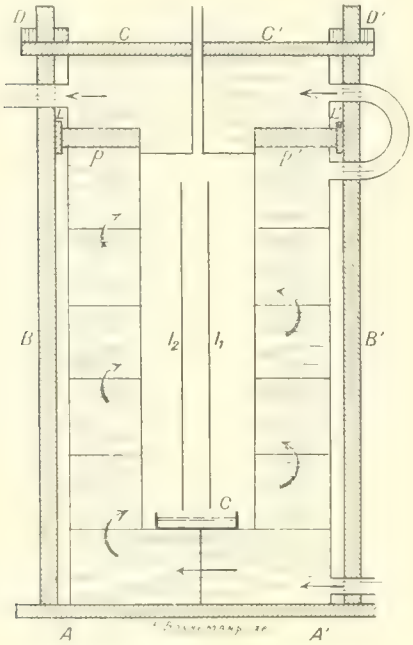


Fig. 1.

vercle, et sur lequel était mastiqué un tube de verre à robinet permettait la communication avec l'extérieur.

L'appareil de M. Debierne avait une hauteur de 8 centimètres; pour la pression atmosphérique la diminution de moitié de la concentration se faisant en 5^{min},5 il était assez haut; mais pour les pressions basses, la diminution se faisait plus lentement, il aurait fallu faire la correction relative à la longueur de l'appareil, dont j'ai parlé plus haut. Pour l'éviter, j'ai fait construire un autre appareil semblable à celui de M. Debierne et fermé de la même façon, mais d'une hauteur de 50 centimètres.

Pour mesurer la concentration de l'émanation, on dispose dans l'appareil de diffusion deux lames de laiton l_1 l_2 écartées de 2 millimètres, et on mesure l'activité induite sur les différentes tranches de l'une de ces lames, qui est proportionnelle à la concentration de l'émanation. Cette lame est placée sur un chariot mobile au-dessous d'un condensateur dans lequel le rayonnement pénètre par une fente étroite pratiquée dans une plaque de laiton épaisse (fig. 2), et l'on amène successivement les différentes parties de la lame au-dessous de cette fente; un index, fixé au chariot mobile, se déplace devant une règle divisée, et permet de noter la distance à la substance active de la tranche examinée. Dans l'appareil de M. Debierne, la fente avait une largeur de 2 millimètres; lorsque l'on opère à de basses pressions, l'émanation s'éloigne beaucoup plus de la substance active, et sa concentration au début est beaucoup plus faible; les courants dans le condensateur sont trop faibles pour être facilement mesurés : j'ai alors employé une fente plus large de 5 millimètres : il est facile de voir que le courant décroîtra encore suivant la même loi exponentielle que l'activité, et qu'il n'y a pas de corrections à faire du fait que la fente est plus large.

Électroscope. — L'armature isolée du condensateur communique avec la feuille d'or d'un électroscope Wilson[1]. Cet électroscope se compose : d'une cage parallélépipédique inclinée, dont les dimensions sont 4 cm × 4 cm × 5 cm et que l'on relie au sol; d'un plateau P que l'on charge à un certain potentiel au moyen d'une batterie d'accumulateurs, et d'une feuille d'or F d'une largeur d'environ 2 millimètres suspendue comme l'indique la figure 3 et isolée au moyen d'un bouchon d'ambre. La cage métallique porte deux ouvertures en regard, fermées par des glaces : on met une lampe derrière l'une d'elles, et par l'autre on observe la feuille d'or au moyen d'un microscope à micromètre faiblement grossissant, tel qu'un microscope de balance Curie. L'inclinaison de l'appareil peut être modifiée par trois vis calantes.

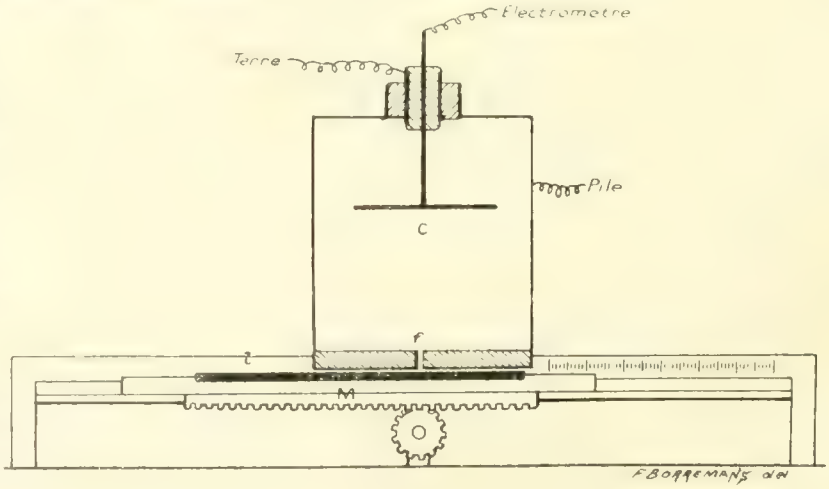


Fig. 2.

Pour me rendre compte de la façon dont il convenait d'employer cet électroscope, j'ai fait les expériences suivantes : la cage étant au sol, et le plateau

[1] C. T. R. Wilson. — A sensitive gold leaf electrometer. *Proc. of Cambridge*, 12, 155.

à un certain potentiel fixe, on portait la feuille d'or à des potentiels variables de même signe que ceux du plateau au moyen d'un potentiomètre formé d'une résistance de 100 000 ohms divisée en 10 résistances égales, sur laquelle était fermé le circuit d'une pile Leclanché dont l'un des pôles était au sol. Voici les

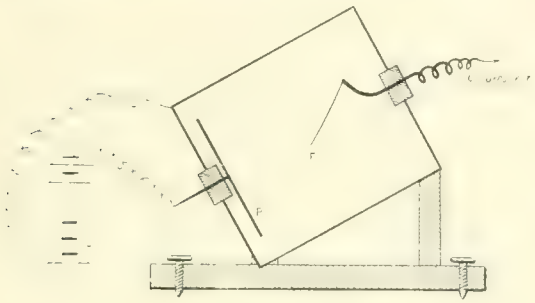


Fig. 3.

résultats obtenus pour différents potentiels du plateau lorsque l'on prenait pour chaque potentiel du plateau une inclinaison de l'appareil telle que la sensibilité au voisinage du 0 soit maxima. Le 0 de l'appareil, c'est-à-dire la position de la feuille d'or mise en communication avec le sol, était alors le même pour les différents potentiels du plateau. Dans ce tableau, E désigne la force électromotrice de l'élément Leclanché; les chiffres notés sont les positions de la feuille d'or sur le micromètre :

Potentiels de la feuille d'or.	0	$\frac{E}{10}$	$\frac{2E}{10}$	$\frac{3E}{10}$	$\frac{4E}{10}$	$\frac{5E}{10}$	$\frac{6E}{10}$	$\frac{7E}{10}$	$\frac{8E}{10}$
Potentiels du plateau :									
194 volts	0	»	10	»	27	»	40	»	55
196 —	0	8	16	25	»	47	62	64	72
198 —	0	8	26	62	75	81	86	88	92
200 —	0	15	50	75	84	91	94	96	98
202 —	0 / 127	128	129	131		»	»		»

Dans la dernière expérience, la feuille d'or avait été amenée à la position 0 par modification de l'inclinaison de l'appareil; dès qu'on la chargeait, elle se déplaçait rapidement, et revenait à la position 127 si on la remettait au sol; si on la chargeait au potentiel $\frac{E}{10}$, elle prenait la position 128 à partir de la première position, et 125 à partir de la seconde.

On peut représenter ces résultats par des courbes (fig. 4) en portant en abscisses les potentiels de la feuille et en ordonnées les positions sur le micromètre. On voit que pour un certain potentiel du plateau la courbe présentera un point d'inflexion à tangente verticale, c'est-à-dire qu'on aura un point où la sensibilité sera infinie; pour des potentiels plus élevés on a deux positions d'équilibre stable pour la feuille quand son potentiel est compris entre les potentiels représentés par les points B et C; on a donc deux portions de courbe AB et CD, qu'on peut raccorder par la portion de courbe figurée en pointillé; cette dernière partie de la courbe ne peut pas être suivie expérimentalement, puisqu'elle correspondrait à des positions d'équilibre instable.

Si l'on voulait mettre en évidence de très faibles courants, on devrait se placer aussi près que possible

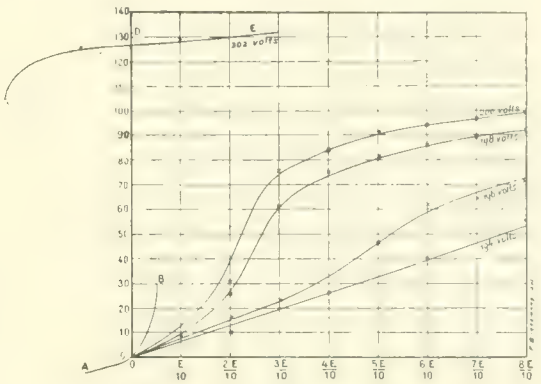


Fig. 4

des conditions où la sensibilité est infinie ; mais, dans les expériences que j'ai faites, j'avais toujours à mesurer des courants assez forts, et je me suis placé dans des conditions telles que la déviation soit proportionnelle au potentiel; la vitesse de déviation est alors constante le long de l'échelle micrométrique, ce qui est avantageux pour employer la méthode de la vitesse de déviation. Pour cela, le plateau était chargé à un potentiel notablement supérieur au potentiel critique, et les déviations correspondaient à une portion de courbe telle que DE, qui est sensiblement rectiligne. Je mesurais les vitesses de déviation entre deux divisions déterminées du micromètre, les mêmes pour toutes les mesures d'une expérience; j'ai d'ailleurs vérifié au moyen d'une pile étalon Baille et Féry d'une force électromotrice d'environ 0,5 volt que pendant la durée de ces mesures (environ 2 heures) la sensibilité de l'électroscope restait constante. Les courants et par suite les ionisations sont alors proportionnels aux vitesses de déviation.

Marche d'une expérience.

On place dans la boîte la cuvette contenant le sel d'actinium et les lames de laiton; on y fait le vide, et on y fait passer le courant d'eau pendant 12 à 24 heures. Il est facile de voir qu'au bout de ce temps le régime permanent est certainement établi, et l'activité induite en équilibre avec l'émanation. On

pression dans l'appareil, la température de l'eau, on sort l'une des lames, et on procède aux mesures. Comme l'avait fait M. Debierne, je déterminais les courbes de décroissance de l'activité induite aux différents points de la lame, et j'en déduisais leurs activités à un même instant, en tracant une courbe avec pour abscisses les distances à la substance active et pour ordonnées les logarithmes des activités ; j'obtenais une droite, comme l'indique la formule théorique. Je mesurais sur cette droite la distance d correspondant à une diminution de moitié de l'activité : on a alors :

$$e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}d} = \frac{1}{2}.$$

$$D = \lambda \left(\frac{d}{\log 2}\right)^2$$

d'où l'on tire D, connaissant $\lambda = 0,1775$.

Les mesures sont assez précises, et les résultats de ces mesures se placent bien sur des droites. Les coefficients de diffusion sont donc assez bien déterminés, avec une erreur qui ne dépasse sans doute pas 1/100.

Résultats.

J'ai fait dans l'air, à la température ordinaire, les expériences suivantes :

1° Deux expériences à la pression atmosphérique, qui ont donné le même nombre que celles de M. Debierne pour le coefficient de diffusion : $D = 0,112$.

2° Six expériences où la pression comprise entre 76 centimètres et 15 centimètres de mercure était mesurée à l'aide d'un manomètre à mercure à air libre : un tube de verre large, plongeant à sa base dans une cuvette contenant du mercure, était relié à sa partie supérieure à l'appareil de diffusion, et on lisait sur une règle graduée les hauteurs des niveaux du mercure ; on lisait en même temps la pression atmosphérique ; on avait ainsi la pression avec une erreur inférieure à 1 millimètre de mercure. Les quatre premières de ces expériences, où la pression était supérieure à 25 centimètres ont été faites avec les lames de 8 centimètres ; la diminution de moitié avait lieu en moins de 1 centimètre, et les mesures n'ont pas été faites à plus de 5 centimètres de la substance. Les autres, ainsi que les expériences suivantes, ont été faites avec les lames de 50 centimètres.

3° Cinq expériences, où la pression comprise entre 15 centimètres et 9 millimètres de mercure était mesurée par un petit manomètre semblable à celui des machines pneumatiques permettant d'évaluer la pression avec une erreur inférieure à 1/2 millimètre de mercure.

On sait que pour les gaz le coefficient de diffusion varie en raison inverse de la pression, à une même température. J'ai cherché à voir si cette loi était encore exacte pour l'émanation ; comme la température des expériences avait varié de 11 degrés à 16 degrés suivant la saison, il fallait faire une correction relative à la température : pour les gaz, en effet, le coefficient de diffusion varie comme le carré de la température absolue, et une variation de température de 11 degrés à 16 degrés entraîne une variation de 1/50 de ce coefficient, variation qui est certainement supérieure aux erreurs faites dans les mesures. Pour faire cette correction j'ai supposé que le coefficient de diffusion de l'émanation était aussi proportionnel au carré de la température absolue, hypothèse qui est suffisamment vérifiée par les expériences faites à 0 degré pour servir au calcul de cette correction. Si l'on suppose que le coefficient de diffusion D est inversement proportionnel à la pression p, et proportionnel au carré de la température T, on aura

$$\frac{pD}{T^2} = \text{constante}.$$

J'ai alors calculé la valeur du produit $\frac{pD}{T^2}$ pour les différentes expériences. Voici les résultats obtenus :

Pressions en mm. de mercure	Température centigrade.	Coefficient de diffusion	Produit $\frac{pD}{T^2}$
760	15	0,112	10,2 10^{-9}
567	15	0,245	10,3
562	12	0,224	10
287	11,5	0,53	11,6
255	14	0,545	9,9
209	13,5	0,404	10,2
154	15,2	0,61	9,9
127	16,5	0,55	8,5
97	14,8	0,95	10,8
71,5	16,1	1,165	10
52	15	1,62	10
36	16	2,29	10
25	15	3,65	11
9	12,5	9,1	10

Les coefficients de diffusion sont déterminés avec une approximation de 1/100 ; la pression est mesurée avec une approximation supérieure à 1/100 dans les premières expériences, qui n'est plus que 1/50 et 1/20 dans les deux dernières. La moyenne des valeurs obtenues pour les produit $\frac{pD}{T^2}$ est égale à $10,1\ 10^{-9}$; on voit que pour toutes les expériences, sauf deux ou trois, l'écart entre la valeur trouvée et la valeur moyenne n'est pas supérieur aux erreurs d'expériences, et que ces écarts n'ont absolument rien de systématique. Les écarts observés doivent sans doute tenir à ce que les conditions de la diffusion n'étaient pas suffisamment bien définies, malgré les précautions prises, soit qu'il y ait eu à un moment donné des perturba-

tions dans la température ou la pression entraînant des mouvements d'ensemble de l'air et de l'émanation, soit que de petites quantités de la poudre active aient été déplacées par les courants d'air lorsque l'on fait le vide ou que l'on ouvre l'appareil, et soient venues se déposer sur la lame et y changer un peu la distribution des activités, soit enfin que l'appareil ait été insuffisamment desséché. Dans les expériences dont j'ai donné les résultats, ces 3 causes d'erreur devaient être assez faibles, car 1° je ne faisais les mesures que si la pression et la température avaient peu varié pendant la durée de l'établissement du régime permanent; 2° je n'ai conservé que les expériences pour lesquelles les courbes de distribution de l'activité étaient bien régulières et 3° j'avais pris soin de dessécher l'appareil en plaçant à l'intérieur un tube à anhydride phosphorique. Cette dernière cause d'erreur peut être très importante aux basses pressions, quand la tension de la vapeur d'eau est du même ordre de grandeur que la pression de l'air, et de fait, dans quelques expériences où l'appareil était humide par suite d'accidents, j'ai eu des nombres tout à fait irréguliers et très différents des nombres trouvés dans une atmosphère sèche.

En résumé il semble que ces expériences vérifient bien la loi de variation du coefficient de diffusion dans l'air en raison inverse de la pression à la température ordinaire.

Pour voir s'il était légitime d'admettre pour le calcul de la correction que le coefficient de diffusion était proportionnel au carré de la température absolue, j'ai fait deux mesures à 0° : je laissais l'état de régime s'établir, l'appareil étant plongé dans la glace. Ces expériences ont donné les résultats suivants :

765^{mm}	0,095	9,8
764^{mm}	0,096	9,9

Les nombres obtenus pour les produits $\frac{pD}{T^2}$ ne diffèrent pas des nombres précédents d'une quantité supérieure aux erreurs d'expérience ; il est donc tout à fait légitime d'admettre, comme je l'ai fait pour les corrections, que, dans l'intervalle de température de 0° à 20°, le coefficient de diffusion est proportionnel au carré de la température absolue.

J'ai fait, en outre, une série de mesures du coefficient de diffusion de l'émanation dans le gaz carbonique et dans l'hydrogène, dans des conditions voisines des conditions normales de température et de pression. Pour les mesures faites dans l'hydrogène, il s'est présenté la difficulté suivante : la courbe représentant la valeur du logarithme de l'activité induite en fonction de la distance à la substance active n'est pas une droite, mais a la forme indiquée par la fig. 5; ce phénomène peut être rapproché de celui observé par M. Debierne dans son étude de la décroissance de l'activité de l'émanation d'actinium : il avait trouvé que son pouvoir activant croissait d'abord et passait par un maximum; si on interprétait ce résultat en

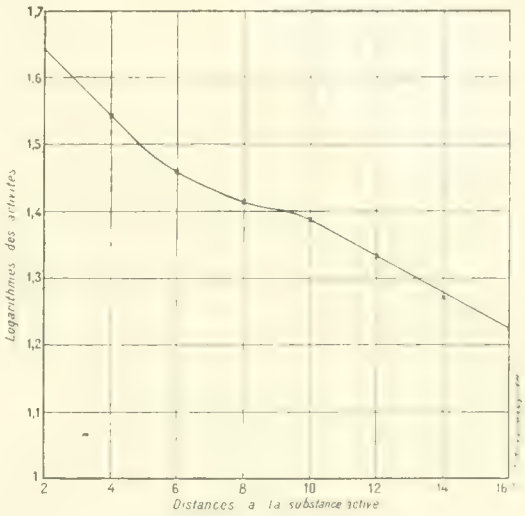


Fig. 5.

admettant l'existence de deux émanations successives, dont la seconde seule est activante, on trouverait par le calcul pour les courbes de diffusion une forme analogue à celle indiquée ici. Quoi qu'il en soit, M. Debierne a trouvé que la partie droite de la courbe, c'est-à-dire celle qui représente le phénomène loin de l'origine, est la même que celle qui représente la décroissance du pouvoir ionisant : c'est cette partie droite qu'on doit prendre pour calculer le coefficient de diffusion.

La moyenne des expériences faites toutes à la pression atmosphérique et à une température voisine de 15° donne les valeurs suivantes pour les coefficients de diffusion à 15° sous la pression de 760 millimètres de mercure :

Gaz	Coefficient de diffusion
Gaz carbonique . . .	0,077
Hydrogène	0,412

Les coefficients de diffusion des gaz étant à peu près inversement proportionnels aux poids moléculaires de ces gaz, il en résulte que le rapport des coefficients de diffusion d'un même gaz A dans deux gaz B et C devra être à peu près indépendant du gaz A considéré. Pour vérifier si l'émanation de l'actinium suivait cette loi, j'ai formé les rapports $\frac{D_A}{D_B}$ et $\frac{D_A}{D_C}$ pour un certain nombre de corps, et je leur ai comparé les rapports obtenus pour l'émanation de l'actinium.

Voici les résultats obtenus :

Corps	$\frac{D_{CO^2}}{D_{air}}$	$\frac{D_H}{D_{air}}$
Ether	0,71	3,8
Alcool méthylique . .	0,66	3,8
Alcool éthylique .	0,67	3,7
Acide formique . .	0,67	3,9
Acide acétique . . .	0,67	3,8
Formiate d'éthyle .	0,67	3,9
Benzène	0,70	3,9
Eau	0,67	3,5
Gaz carbonique . . .		3,8
Émanation de l'actinium	0,68	3,7

L'émanation suit donc bien la règle annoncée au même degré d'approximation que les autres gaz.

Conclusions.

En résumé, les expériences que j'ai faites montrent que le coefficient de diffusion de l'émanation de l'actinium varie suivant les mêmes lois que celui des autres gaz, quand on fait varier la pression ou la nature du gaz dans lequel elle se diffuse. Il en résulte que, si l'on compare le coefficient de diffusion de cette émanation avec celui d'un autre gaz pris dans les mêmes conditions pour en déduire son poids moléculaire, on trouvera le même résultat quelles que soient ces conditions. Les expériences de diffusion des émanations diffèrent des expériences de diffusion des gaz en ce que la dilution y est beaucoup plus grande; en diminuant la pression, on diminue la dilution, et si la dilution intervenait dans la diffusion, les nombres obtenus pour les pressions les plus basses ne satisferaient pas à la loi $pD =$ constante. Les expériences que j'ai faites rendent donc plus vraisemblable l'hypothèse que l'on est obligé de faire pour le calcul des poids moléculaires, que le coefficient de diffusion est indépendant de la dilution; on sait d'ailleurs qu'il en est bien ainsi dans le cas des gaz.

Il n'y a donc pas lieu de supposer que les hypothèses faites pour déduire les poids moléculaires des expériences de diffusion soient entachées d'erreur; ils sont d'ailleurs obtenus sans faire d'hypothèses sur les phénomènes de radioactivité; d'autre part les mesures du coefficient de diffusion sont faites avec une assez grande précision, environ 1/100. Les nombres obtenus par ces expériences pour les poids moléculaires des émanations doivent donc être considérés comme assez approchés, autant du moins que l'est la loi reliant le poids moléculaire au coefficient de diffusion.

Je tiens en terminant à exprimer ma reconnaissance à Mme Curie et à M. Debierne, pour la bienveillance avec laquelle ils m'ont accueilli au laboratoire de Physique Générale de la Faculté des Sciences de Paris et pour les conseils éclairés dont ils n'ont cessé de me guider, et qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

(Reçu le 10 Février 1909.)

Ce mémoire était déjà à l'impression lorsqu'a paru dans le *Philosophical Magazine* de mars 1909 un travail de M. Sidney Russ sur le même sujet. M. Russ a étudié la diffusion de l'émanation de l'actinium dans l'air à différentes pressions, dans l'hydrogène, le gaz carbonique, le gaz sulfureux et l'argon; ses résultats concordent bien avec les miens. Les expériences de M. Russ me semblent pourtant être moins précises que les miennes; c'est ainsi qu'il trouve pour le coefficient de diffusion dans les conditions ordinaires dans différentes expériences les nombres 0,096; 0,118; 0,122 et 0,125, alors que dans toutes les expériences que nous avons faites, M. Debierne et moi, nous n'avons jamais trouvé de nombres différant de plus de 1/100 du nombre adopté, 0,112. Il est vrai que ces écarts peuvent s'expliquer simplement par l'effet de la température; M. Russ n'indique pas la température de chaque expérience qui n'est peut-être pas suffisamment constante et suffisamment uniforme pour éviter tous les remous dans l'expérience de diffusion, l'appareil étant simplement placé dans un réservoir d'eau qui n'était sans doute pas agitée; nous savons seulement qu'au cours du travail la température a varié de 10° à 18°; en admettant le nombre de M. Debierne et la loi de variation proportionnellement au carré de la température absolue, le coefficient de diffusion a varié d'une expérience à l'autre entre 0,108 et 0,115. La méthode de mesure qui consiste à recueillir l'activité induite par l'effet d'un champ électrique n'est peut-être pas non plus très rigoureuse, car la distribution du champ ne doit pas être régulière, tout au moins près de la substance, et l'activité recueillie en un point ne provient peut-être pas de la couche horizontale passant en ce point, où l'on cherche la concentration de l'émanation.

Enfin je rappelle que la concentration de l'émanation en régime permanent est donnée par une équation différentielle linéaire du 2me ordre dont l'intégrale générale est :

$$c = Ae^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}\,x} + Be^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}\,x}$$

la condition aux limites est qu'à la partie supérieure de la boîte, à la distance l de l'origine, la vitesse de diffusion soit nulle $\left(\frac{dc}{dx} = 0\right)$; on trouve alors :

$$c = A\left[e^{(l-x)\sqrt{\frac{\lambda}{D}}} + e^{-(l-x)\sqrt{\frac{\lambda}{D}}}\right]$$

Dans toutes mes expériences, le second terme est négligeable; il n'en est pas de même dans celles de

M. Russ. Il ne donne pas la longueur du cylindre de diffusion employé aux basses pressions; nous savons seulement qu'elle est au plus égale à 12 cm. Prenons, par exemple, l'expérience où M. Russ a mesuré le coefficient de diffusion dans l'air à la pression de $1^{cm},4$; voici pour différentes valeurs de la distance x les valeurs des deux exponentielles, en attribuant à D la valeur 6,08 qui résulte de la loi de variation en raison inverse de la pression, et à l la valeur de 12 cm :

x	0	1^{cm}	2^{cm}	3^{cm}	4^{cm}	5^{cm}
$e^{\frac{\lambda}{D}(l-x)}$	7,78	6,56	5,53	4,66	3,93	3,31
$e^{-\frac{\lambda}{D}(l-x)}$	0,13	0,15	0,18	0,215	0,255	0,30
ε	7,91	6,71	5,71	4,875	4,185	3,61

On voit qu'à 5 cm. le deuxième terme est déjà le 1/10 du premier. Or M. Russ a fait des mesures jusqu'à $4^{cm},5$; si l'on cherche à tracer une droite représentant log c entre 0 et $4^{cm},5$, et si de son coefficient angulaire on déduit D en négligeant par suite le second terme, on trouve D = 7,19; on a donc une différence considérable de 1/6; on s'explique ainsi que les nombres donnés par M. Russ pour le produit p D aillent en augmentant à mesure que la pression diminue.

J'ajouterai un mot relativement aux expériences de M. Russ sur l'émanation du thorium; dans ce cas λ est beaucoup plus petit que pour l'actinium, la seconde exponentielle est beaucoup plus importante par rapport à la première; à la pression ordinaire sa valeur relative est déjà de 1/100 dans les mesures de M. Russ (en supposant toujours l'appareil long de 12 cm), ce qui correspond à une erreur de plus de 1/100 sur le coefficient de diffusion; elle atteint 1/2 dans l'expérience à une pression de $8^{cm},25$ pour la mesure faite à $8^{cm},8$ du début. Dans ces conditions, il est étonnant que les points obtenus par M. Russ se placent bien sur des droites.

[Note ajoutée le 15 Mars 1909.]

Méthode de mesure des faibles courants

Par Ch. LATTÈS

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

La méthode dont il va être question est une modification de celle imaginée par M. Moulin et décrite par lui dans ce journal [1]. Le principe consiste à compenser le courant à mesurer par le courant de charge d'un condensateur de capacité connue, entre les armatures duquel on établit une différence de potentiel connue, et à mesurer le temps que dure la compensation.

C étant la capacité, V le voltage, et t le temps, le courant i à mesurer est donné par la formule :

$$i = \frac{CV}{t} \quad \text{(les unités étant convenablement choisies).}$$

Comme M. Moulin j'emploie, pour constater la compensation, un électromètre à quadrants dont une paire de quadrants reçoit simultanément le courant à mesurer et la charge compensatrice, alors que l'autre paire de quadrants est reliée à la cage. En procédant comme ce physicien, j'ai constaté que la fuite de l'électromètre loin du zéro pouvait altérer très sensiblement les mesures, et qu'en particulier, pour un même courant i, le temps t n'est pas rigoureusement proportionnel au voltage V, lorsqu'on fait varier celui-ci, comme cela devrait être, si l'électromètre avait une fuite nulle : t augmente moins vite que V, et les écarts par rapport à la proportionnalité atteignent 10 pour 100 et plus. Étant donnée la difficulté qu'on éprouve, dans les laboratoires de radioactivité, à obtenir des isolements très parfaits, j'ai introduit dans le montage une modification qui permet d'utiliser l'électromètre comme appareil de zéro, comme dans une mesure faite au quartz piézo-électrique. A cet effet, au lieu d'établir brusquement, par la manœuvre d'un commutateur, la différence de potentiel V entre les armatures du condensateur, ce qui fait dévier l'aiguille d'un angle sensiblement égal, quoique un peu inférieur, à celui qui mesure la différence de potentiel V à l'état statique, je produis cette différence de potentiel progressivement en surveillant le spot de l'électromètre, qui doit rester au zéro pour que la compensation soit continue. Ce résultat s'obtient facilement en dérivant le condensateur sur un rhéostat traversé par le courant de la pile de charge, l'extrémité de la dérivation étant mobile à volonté. J'employais à cet effet un rhéostat à variation

1. M. Moulin, *Le Radium*, 5, 1908, 139-141.

continue de Gaiffe de 800 ohms, monté en réducteur de potentiel (fig. 1).

Le montage complet est représenté sur la figure 2 : E est l'électromètre ; C' le condensateur où l'on établit

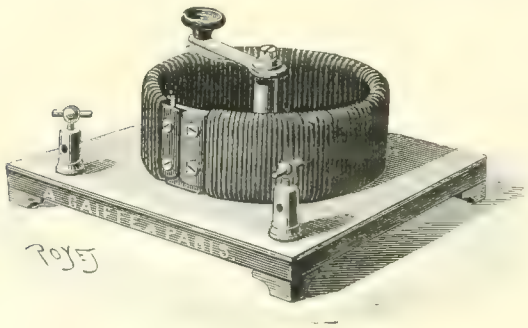


Fig. 1.

le courant d'ionisation i à mesurer, la saturation étant assurée par la batterie d'accumulateurs P' ; C est un condensateur étalon Moulin[1] de 500 U.E.S., dont l'armature intérieure A est reliée à l'électromètre, alors que l'armature extérieure B peut être portée à un potentiel variable à l'aide de la pile P dont un pôle est aux écrans et au réducteur de potentiel R ; W est un voltmètre servant à mesurer ce potentiel. Pour faire une mesure, on enlève l'interrupteur I ; le spot commence à dévier, on note l'instant de son passage à une division voisine du zéro, puis, les connections étant établies dans le sens convenable, il suffit d'agir sur la manette du réducteur R pour la ramener au zéro : en continuant progressivement cette action, on l'y maintient jusqu'à ce que la manette soit à bout de course ; le spot repart : on note son second passage à la même division. L'intervalle des deux passages donne le temps t ; l'indication finale du voltmètre donne V. D'où i en valeur relative, si C est une capacité quelconque, en valeur absolue, si C est étalonnée.

Cette marche est entièrement analogue à celle d'une mesure au quartz ; le tour de main qui consiste à agir

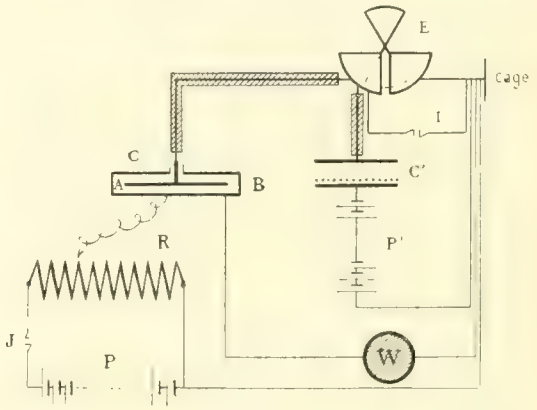


Fig. 2.

progressivement sur la manette, pour maintenir la compensation, s'acquiert très facilement.

On peut faire varier la sensibilité en modifiant soit C, soit V qui peut être augmenté sans inconvénient, l'électromètre n'ayant jamais à supporter ce voltage. En employant comme pile P, une batterie de petits accumulateurs dont on surveille attentivement la décharge avec le voltmètre, il est facile de faire varier la sensibilité de 1 à 100. Des mesures faites avec soin sur des courants d'ionisation fournis par des lames de polonium, m'ont donné des nombres concordant à 1 ou 2 pour 100 près, V variant.

[Reçu le 15 janvier 1909.]

Rôle des impuretés dans l'effet photo-électrique sur l'eau et les solutions salines

Application à l'électricité atmosphérique.

Par E. BLOCH

(Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Paris.)

Introduction.

On sait que la lumière ultraviolette a la propriété de décharger les métaux chargés négativement, mais qu'elle est sans action sur les charges positives. Ce phénomène, connu depuis longtemps sous le nom d'effet Hertz-Hallwachs, se présente aussi avec les oxydes métalliques, les solutions de certaines couleurs d'aniline, la glace, etc. Beaucoup d'expérimentateurs ont cherché à le mettre en évidence pour l'eau ou les solutions salines dans l'eau. Les résultats ont toujours

1. M. Moulin et Ch. Barbros, *Id.* 5 1908 145.

été entièrement négatifs, de sorte que l'on considère aujourd'hui la non-photo-électricité de l'eau comme un fait de notoriété courante ; on l'utilise même souvent pour rendre une surface métallique non photo-électrique en la recouvrant d'une feuille de papier mouillé. A titre d'exemple je citerai quelques travaux pris parmi beaucoup d'autres. Bichat et Blondlot[1] s'expriment ainsi dans leur étude de l'eau : « Lors de l'illumination, l'aiguille du galvanomètre reste rigoureusement au zéro. Or, dans les mêmes conditions, en substituant une lame métallique à une lame d'eau, on obtenait sur l'échelle du galvanomètre une déviation de plus d'un mètre ». D'après Buisson cité par Brillouin « la glace est très sensible aux radiations ultraviolettes ; l'eau y est insensible[2] ». Enfin J.-J. Thomson, dans la 2e édition de son livre « Conduction of Electricity through Gases », déclare que « l'eau pure n'est pas photo-électrique, et une couche mince d'eau sur la surface d'un métal détruit l'effet dû au métal[3] ».

Les expériences que j'ai réalisées l'an dernier sur l'effet Lenard[4], c'est-à-dire sur l'ionisation apparente des gaz par l'ultraviolet, m'avaient amené à douter de la validité absolue des affirmations précédentes. Désireux, dans ces expériences, de supprimer tout effet Hertz parasite sur les parois solides, j'avais essayé en vain d'y arriver en utilisant le papier filtre mouillé recommandé par beaucoup d'auteurs. Il est vrai que la sensibilité de mon dispositif électrométrique était plus considérable que celle dont pouvaient disposer les expérimentateurs précédents. J'ai donc été amené à reprendre entièrement la question de l'effet photo-électrique sur l'eau et les solutions salines aqueuses, afin de décider si ces corps ne présenteraient pas un effet Hertz sensible, quoique très inférieur à celui du zinc.

Dispositif expérimental.

Les appareils utilisés sont disposés comme l'indiquent les figures 1 et 2. Dans chacun de ces deux appareils la partie principale est une cuve C en laiton nickelé, de 6 centimètres de diamètre sur 0,5 cm de haut dans le premier appareil, de 12 centimètres sur 1 centimètre dans le second. Cette cuve est destinée à contenir les liquides. Elle est placée dans une boîte métallique de volume assez faible (afin d'atténuer l'effet Lenard sur les poussières en suspension dans l'air). Le couvercle est percé d'une ouverture circulaire O de 2 à 3 centimètres de diamètre. Cette ouverture sert au passage des rayons actiniques ; elle est fermée par une toile métallique T et recouverte d'une lame de quartz mastiquée Q. La boîte est chargée positivement au moyen d'une batterie d'accumulateurs de quelques centaines de volts dont le pôle négatif est relié à la cage de l'électromètre de mesure. Celui-ci, du type Curie, et dont l'aiguille est chargée à 88 volts,

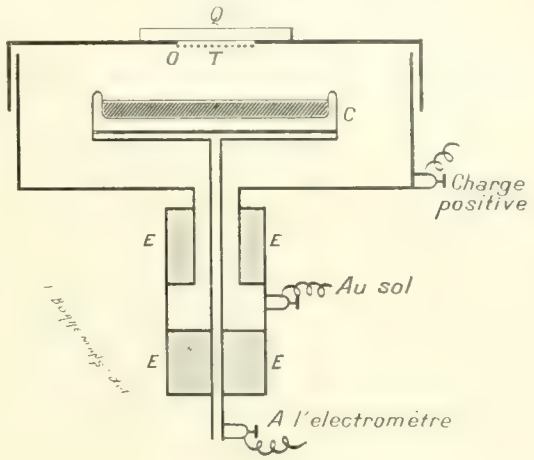


Fig. 1.

a l'une de ses paires de quadrants au sol, l'autre en communication avec la cuve C ; cette cuve, qui est généralement aussi au potentiel zéro, peut être isolée

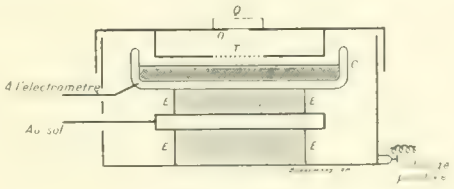


Fig. 2.

par un interrupteur électromagnétique, au moment où l'on veut mesurer le courant photo-électrique entre la surface du liquide placé dans la cuve C et le cou-

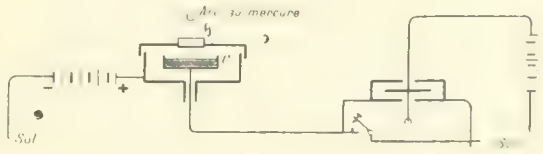


Fig. 3.

vercle de la boîte (fig. 3). Les dispositifs d'isolement représentés sur les figures 1 et 2 (E = ébonite) éliminent toute conductibilité parasite autre que celle de l'air.

Les sources de lumière ultraviolettes ont été : 1° des étincelles fortement condensées entre tiges d'aluminium ; 2° un arc au mercure en quartz du type Heræus. Dans le premier cas, pour faire les essais, on isolait d'abord l'électromètre, puis on produisait les décharges pendant un temps connu (10 à 50 secondes), et on

1. Bichat, *Journ. de Phys.*, 248, 1889.
2. Brillouin, *Journ. de Phys.*, 92, 1900.
3. J. J. Thomson, *Conductivity of Gases*, 2e édition, 1906, 252.
4. P. Brou, *Le Radium*, 5, 1908, 240.

mesurait la déviation permanente prise par l'électromètre sous l'influence de la lumière des étincelles. Dans le second cas on avait placé entre la boîte et l'arc un écran de carton d'amiante percé d'une ouverture, qui était généralement maintenu par des ressorts dans une position où il interceptait la lumière. Au moment de faire une mesure, l'électromètre étant isolé, on amenait pendant un temps connu l'ouverture de l'écran au-dessus de celle de la boîte, et on mesurait encore la déviation permanente de l'électromètre.

Il était essentiel, pour ces mesures d'effets photo-électriques faibles, d'éliminer entièrement l'effet Hertz sur les parties solides de l'appareil, et tout particulièrement sur les bords de la cuve qui contient le liquide. Le dispositif de la figure 2, qui sépare la boîte métallique T de l'ouverture O, réalise assez bien cette condition. Mais le moyen le plus simple et le plus efficace auquel j'ai toujours eu recours a consisté à paraffiner les bords de la cuve par immersion dans la paraffine fondue très chaude.

La sensibilité du dispositif était grande, surtout avec l'arc au mercure placé à quelques centimètres seulement de la surface de liquide. Il était facile de mesurer un effet plus de mille fois inférieur à celui du nickel poli, par suite plusieurs dizaines de milliers de fois inférieur à celui du zinc fraîchement poli.

Résultats des expériences.

Les liquides étudiés ont été l'eau et les solutions dans l'eau de quelques sels chimiquement purs du commerce : NaCl, KCl, NO^3K. J'ai choisi ce dernier parce que J. J. Thomson déclare[1] que sa solution est photo-électrique, propriété d'apparence exceptionnelle.

Un premier fait général est que l'un quelconque de ces liquides, étudié avec l'appareil décrit ci-dessus, *paraît nettement photo-électrique*, même si l'on a pris de grandes précautions pour avoir des liquides bien purs. L'effet, extrêmement variable, est en général faible. Souvent il ne dépasse pas le 500e de celui du nickel placé dans les mêmes conditions (la comparaison était facile, puisqu'il suffisait d'éclairer successivement la cuve vide et pleine de liquide). Mais il peut quelquefois atteindre et même dépasser le 50e de l'effet sur le nickel.

L'effet observé était bien dû au liquide et non à un effet Hertz parasite sur les parties solides de la surface chargée négativement (la cuve et son support). Le meilleur argument que l'on puisse donner pour le prouver est que, comme nous le verrons, il est possible, par un choix convenable du liquide, de *faire disparaître l'effet*. Mais au début un argument qui m'a semblé assez fort est le suivant : une trace de benzine, déposée à la surface du liquide, supprime entièrement tout effet, alors qu'elle n'empêche cependant pas la lumière diffusée, depuis l'orifice de la boîte vers les bords de la cuve, d'y parvenir.

Je me suis alors proposé de rechercher la cause de cet effet photo-électrique non signalé jusqu'ici. De nombreuses expériences m'ont conduit à cette conclusion que *l'effet est dû à une impureté exclusivement superficielle et très difficile à éliminer*. Il y a même quelques raisons de supposer qu'il s'agit de traces de matières grasses.

En premier lieu, l'effet paraît indépendant de la présence ou de l'absence de sels dans la solution. Fort variable d'un échantillon à l'autre, même lorsqu'ils ont été préparés, en apparence, de façon identique, il est en général du même ordre pour une solution saline ou une eau distillée quelconque. — Aussi ai-je fait porter surtout mes efforts sur l'eau pure. Des distillations répétées, sur la baryte et l'acide sulfurique, ou sur le mélange d'acide sulfurique et de permanganate de potassium, avec condensation dans un réfrigérant d'étain, et dans des vases en verre d'Iéna nettoyés à la vapeur suivant la technique d'Ostwald[1], n'ont en rien diminué l'effet photo-électrique. J'ai même observé souvent des accroissements. Il en a été de même pour les essais de congélation. Et pourtant l'étude de la conductibilité électrique des eaux employées m'a montré qu'on atteignait facilement la conductivité 2×10^{-6} considérée par Ostwald[2] comme caractérisant un liquide suffisamment pur pour toutes les mesures physico-chimiques. — En résumé, il était difficile de songer à une impureté répartie *dans la masse* du liquide pour expliquer l'effet.

J'ai alors été amené à étudier le rôle possible des impuretés superficielles. Si le liquide (eau ou solution saline) a été préparé avec le plus grand soin et conservé depuis quelque temps dans un flacon ou un verre très propre, on obtient toujours un liquide très photo-électrique en *versant directement* le liquide du récipient qui le contient dans la cuve nickelée qui sert à l'étudier. Si, au contraire, on puise le liquide *dans la masse* avec une pipette très propre et si on lave plusieurs fois la cuve avec le liquide *ainsi extrait* avant de l'étudier, on réussit assez facilement à avoir un liquide *non photo-électrique*, à l'ordre de sensibilité dont je pouvais disposer.

C'est là une preuve caractéristique de la présence d'une impureté superficielle. J'ai pu aller plus loin. En lavant plusieurs fois à l'alcool ou au mélange chromique un verre déjà très propre, et en ayant soin de ne pas le sécher avec aucun linge ou papier, on peut, en y versant du liquide puisé avec la pipette comme ci-dessus, obtenir une masse notable de liquide qui, initialement, n'est pas photo-électrique. Ce liquide peut alors être versé directement dans la cuve d'expérience sans donner d'effet sensible. Mais généralement

1. J. J. Thomson, *Conductivity of Gases*, 2e édition, p. 252.

1. Ostwald et Luther, *Physikochemische Messungen*, p. 405.
2. *Ibid.* p. 421.

au bout d'un temps assez court (une demi-heure par exemple) l'effet a reparu.

On pourrait songer à l'objection suivante : l'effet observé, si difficile à éliminer, est peut-être dû à la présence de poussières solides photo-électriques flottant sur le liquide. Et de fait, il est aisé de faire apparaître sur une eau non photo-électrique (préparée comme ci-dessus) un effet très notable en y projetant un peu de poussière d'aluminium. Pour éliminer cette objection et montrer qu'il s'agit bien d'une impureté liquide, j'ai été conduit à *filtrer* les substances étudiées.

A mon grand étonnement, j'ai constaté aussitôt qu'un filtre en papier *augmente* notablement l'effet photo-électrique ou le fait apparaître s'il n'existe pas. On avait soin pourtant d'éviter entièrement de toucher à la main le filtre et d'employer toujours du papier-filtre neuf qui n'avait pas été au contact de poussières extérieures. Il suffit de *toucher* une eau non photo-électrique avec un morceau de papier-filtre pour la rendre photo-électrique.

Ce résultat n'est certainement pas dû à des filaments détachés du papier, car il n'est pas changé si on remplace les filtres en papier par un *filtre Chamberland neuf*. Celui-ci également rend photo-électrique une eau qui ne l'était pas. Je n'ai pu faire disparaître ce phénomène que par plusieurs lavages du filtre au mélange chromique. Je pense que les filtres portent des traces de matières grasses qui viennent altérer la surface de l'eau en la rendant photo-électrique.

Voici encore quelques arguments en faveur de ma manière de voir : une eau non photo-électrique, touchée avec le doigt, le devient assez fortement. Une eau pure non photo-électrique, dans laquelle on place avec tout le soin possible un cristal de l'un des sels ci-dessus énumérés, devient aussitôt photo-électrique, et très inégalement suivant le cristal choisi. Ce résultat n'est pas dû au sel, puisque la technique ci-dessus indiquée permet d'avoir aussi bien des solutions salines que de l'eau non photo-électrique. Il semble qu'il faille l'attribuer encore à des traces d'impuretés qui recouvrent les cristaux et viennent flotter sur l'eau. D'autre part, j'indiquerai qu'une eau qui superficiellement est fortement photo-électrique, le devient *dans la masse* si on agite le liquide ; l'eau puisée avec la pipette donne alors également un effet Hertz ; mais cette propriété disparaît généralement au bout de quelque temps et se rassemble à nouveau à la surface. Enfin l'effet photo-électrique sur les liquides présente, comme toujours, une « fatigue » accentuée. Cependant il arrive assez souvent que l'effet augmente d'abord pour ne diminuer qu'ensuite, la première période correspondant sans doute au rassemblement à la surface d'une impureté primitivement répartie dans la masse.

J'ai naturellement vérifié qu'en touchant une eau non photo-électrique avec des substances grasses telles que du suif, de l'huile de ricin, etc., elle le devenait fortement. La paraffine, au contraire, ne produit aucun effet, circonstance fort utile puisque les liquides sont constamment au contact de la paraffine qui recouvre les bords de la cuve.

Conclusions des expériences.

L'eau pure et les solutions salines présentent presque toujours un effet photo-électrique notable, dû à l'existence d'une impureté superficielle, probablement d'une matière grasse. Il n'est possible de faire disparaître cette impureté que moyennant de minutieuses précautions, qui n'ont sans doute jamais été prises dans toutes les expériences antérieures, en particulier dans celles citées au début de ce travail. Si donc on n'a jamais signalé d'effet photo-électrique sur l'eau, il faut l'attribuer plutôt, me semble-t-il, au manque de sensibilité des appareils de mesure qu'à la propreté parfaite du liquide.

Application à l'électricité atmosphérique.

D'après ce qui précède, toutes les eaux naturelles sont photo-électriques, ce qu'il est d'ailleurs facile de vérifier directement. Il en est de même de divers terrains usuels, comme l'expérience le montre aisément. Bien que ces effets soient bien inférieurs à ceux que donnent les métaux, il devient naturel, en raison même de l'étendue de la surface terrestre, d'y faire appel en électricité atmosphérique.

On sait, en effet, que la terre porte une charge négative dont l'ordre de grandeur peut se déduire aisément de la connaissance du champ atmosphérique au voisinage du sol (ce dernier est de l'ordre du volt par centimètre). D'autre part, bien qu'une grande partie de l'ultraviolet solaire soit absorbée par l'air, il en arrive jusqu'au sol une quantité suffisante pour produire des effets photo-électriques notables. Ce fait a été montré pour la première fois par Elster et Geitel[1] et maintes fois étudié depuis. J'ai pu vérifier, de mon côté, que les rayons solaires directs n'étaient nullement nécessaires pour produire l'effet Hertz. Le *bleu du ciel*, par une belle journée d'été, produit une déperdition intense sur une lame de zinc chargée négativement. Il est donc hors de doute que le rayonnement solaire fait sortir de la terre dans l'atmosphère des charges négatives en quantités notables, et cela aussi bien à la surface des mers ou des rivières que sur les surfaces solides. Ces charges, se mettant en mouvement dans le champ même de la terre, contribuent pour une part qui n'est pas négligeable à l'ionisation atmosphérique.

Étant données les inégalités de l'effet Hertz sur les liquides, il est assez difficile de calculer exactement,

1. Elster et Geitel, *Ann. der Phys.*, 38, 1889, 497.

d'après les indications précédentes, la part qui revient à l'effet Hertz sur le sol dans la conductibilité atmosphérique. Il est cependant possible de se faire une idée de son ordre de grandeur. On trouve que le nombre d'ions émis par un centimètre carré de la surface du sol soumis aux rayons solaires est de l'ordre de 2 ou 3 par seconde. Ces ions se déplaçant avec une vitesse voisine de 2 centimètres par seconde dans le champ terrestre représentent donc une fraction appréciable de la production totale, qui est de l'ordre de 20 ions à la seconde par centimètre cube.

C'est là un nouvel élément dont il y aura lieu de tenir compte dans les théories de l'électricité atmosphérique, pour expliquer la formation des petits ions négatifs. Je rappelle pour terminer que le rayonnement solaire intervient encore pour la production directe de gros ions positifs et de petits ions négatifs dans son effet photo-électrique sur les poussières atmosphériques, en donnant ainsi lieu à l'effet Lenard qui a fait l'objet d'une précédente recherche [1].

[Reçu le 15 mars 1909.]

Sur la déviation des rayons canaux

Réponse à une note de M. Jean Becquerel

Par M. MOULIN

(Laboratoire de Physique générale de l'École de Physique et de Chimie de Paris.)

Dans *Le Radium* de janvier 1909, j'avais signalé une hypothèse permettant d'interpréter une expérience de M. J. Becquerel et qui me semblait être la seule qui n'avait pas été examinée par ce physicien. Le numéro de février contient une réponse de M. Becquerel [1].

Je crois sans intérêt de discuter plus longtemps sur des mots, mais je voudrais cependant donner les quelques détails que demande M. Becquerel sur une expérience que j'avais signalée. Je ne l'avais pas fait en janvier, parce que le tube avait été percé. Ce tube ayant été refait, j'ai pu, en le vidant, observer des déviations variées qui semblent ne pas pouvoir s'interpréter par l'hypothèse des électrons positifs.

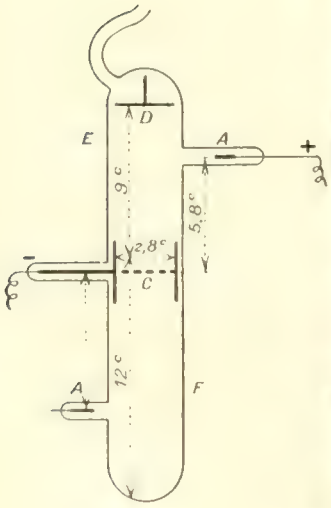


Fig. 1.

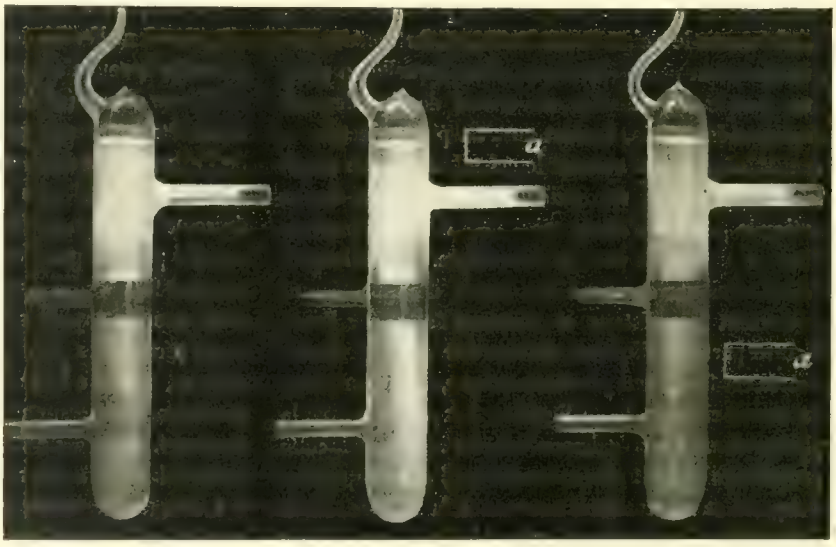


Fig. 2.

Pour un vide convenable, j'ai pu obtenir des déviations assez nettes pour pouvoir les photographier. La figure 1 est un schéma du tube employé : C est une cathode perforée, A l'anode, D un disque qui restait

1. Pour éviter d'avoir à signaler tous les mémoires publiés sur ce sujet, je ne donnerai ici aucune indication bibliographique. Voir *Le Radium* de Février.

1. E. Broca, *loc. cit.*

isolé (et qui est destiné à recueillir la charge des rayons), A′ une anode supplémentaire qui restait également isolée.

Lorsque A est anode et C cathode, la décharge ordinaire passe en E, et les rayons canaux, arrivant en F par les ouvertures de la cathode, vont former une tache *orangée* sur le verre. En même temps, il passe quelques rayons cathodiques qui produisent une fluorescence *verte* facilement déviable. Quand le vide est insuffisant, le faisceau de rayons canaux est diffus et remplit tout le tube. Quand on augmente la raréfaction, on voit ce faisceau se rétrécir et se préciser en même temps que, en E, la gaine cathodique diminue de plus en plus d'intensité. C'est pour cette pression que la décharge est la plus sensible à l'action d'un aimant.

On obtient alors l'aspect de la figure 2 où, par suite de la dissymétrie du tube, le faisceau est déjà un peu dévié[1]. Si l'on fait agir sur ce tube un aimant en fer à cheval et que l'on déplace cet aimant parallèlement à lui-même le long du tube, on obtient une déviation dont le sens change avec la position de l'aimant.

Dans le cas de la figure 3, l'aimant était placé près du disque D. Les rayons cathodiques, partant de C, se recourbent vers lui, bien que le faisceau cathodique au voisinage de la cathode semble repoussé. La déviation du faisceau de rayons canaux a lieu dans le même sens, et elle correspondrait à des charges *positives*. Si l'on abaisse l'aimant, on voit la déviation diminuer, puis changer de sens, et quand l'aimant est au voisinage de la cathode ou un peu au-dessous (fig. 4), la déviation se produit en sens inverse, comme si le faisceau transportait des charges *négatives*. La fluorescence orangée du verre montre que ce faisceau est cependant un faisceau de rayons canaux ordinaires.

L'approche de l'aimant fait apparaître, en E, deux taches déviées. L'une correspond aux rayons cathodiques provenant de C, l'autre, à des rayons secondaires venant de D. En première approximation, le faisceau de rayons canaux semble, comme l'a indiqué M. Dufour, suivre les déplacements des taches vertes; mais, en réalité, il semble plutôt suivre le déplacement du faisceau cathodique au voisinage immédiat de la cathode.

Si l'on emploie un aimant assez puissant, les effets qui viennent d'être décrits changent complètement. Ces déviations s'observent facilement quand l'aimant est loin du tube et que les taches vertes sont peu déviées; mais, si l'on approche l'aimant du tube, la déviation des taches vertes *augmente* et la déviation du faisceau canal *diminue* en même temps qu'il se rétrécit.

1. Dans ces trois clichés, les bords du tube et des électrodes ont été retouchés. Les faisceaux n'ont subi aucune retouche et sont moins nets que sur les clichés primitifs.

Quand le vide est plus poussé, les déviations sont moins nettes et le faisceau semble plutôt subir des déplacements latéraux.

Il n'y a rien dans ces résultats qui justifie l'introduction de l'hypothèse des électrons positifs. Je n'ai pas l'intention de chercher à les interpréter, mais je dois signaler que l'interprétation que j'avais donnée précédemment est insuffisante et paraît ne donner lieu qu'à des effets du second ordre. Il faut tenir compte entre autres choses :

1° De l'action du champ magnétique sur les rayons cathodiques;

2° Des rayons secondaires qui prennent naissance sur le verre ou sur les électrodes frappés par les rayons cathodiques et de l'action du champ magnétique sur ces rayons;

3° De l'action du champ magnétique sur les centres positifs;

4° De la modification de la répartition des ions dans le tube, par suite de la déviation des rayons cathodiques;

5° De la modification du champ électrique qui en résulte;

6° De l'action des parois qui semble jouer un rôle considérable quand le champ magnétique est intense;

7° De l'action des chocs des centres positifs contre les molécules du gaz;

8° Du diamètre des ouvertures;

Il va de soi que l'on ne peut songer à éliminer l'action *simultanée* de ces variables qui ne sont pas indépendantes en examinant successivement l'action séparée de chacune d'elles.

L'hypothèse des électrons positifs n'est pas nécessaire ici et, par cela même, elle est inutile, car il serait abusif d'introduire partout des nouvelles hypothèses insuffisamment justifiées[1].

Il est certain que les faits observés par M. Becquerel sont, en apparence, un peu différents; mais, puisque l'on peut dévier le faisceau canal d'un tube qui comporte *deux électrodes en fonctionnement*, il est tout naturel de penser qu'on pourra le faire si le tube en possède *quatre*. L'explication complète des faits observés déjà compliquée avec *deux* électrodes le sera beaucoup plus avec *quatre* et il faudrait démontrer que le faisceau de M. Becquerel, qui possède les propriétés d'un faisceau canal, n'est pas un faisceau canal pour que l'on puisse introduire l'hypothèse nouvelle d'électrons positifs.

Reçu le 15 mars 1909.

1. Seule l'interprétation simple du phénomène de Zeeman anormal pourrait justifier un peu cette hypothèse, mais il faut remarquer que la même interprétation simple du phénomène de Zeeman ordinaire complexe donne des valeurs variées pour $\frac{e}{m}$ des électrons négatifs.

Sur l'actinium et l'ionium

Par B. SZILARD

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

Le présent travail a eu pour but de démontrer avec certitude la présence simultanée de l'ionium et de l'actinium dans des minerais d'uranium exempts de thorium, et d'étudier simultanément les réactions de ces deux éléments, soit en présence, soit en l'absence de terres rares.

1. **Choix du minerai.** — Les essais ont été faits avec un échantillon d'autunite d'Autun. Le minerai contenait 49 pour 100 d'uranium et la méthode chimique ordinaire n'a pas permis d'y déceler la présence de thorium ou de terres rares. Cependant, ces corps pouvaient exister à l'état de traces dans le minerai.

2. **Présence de l'actinium.** — M. Debierne a indiqué une méthode avantageuse pour la séparation de l'actinium des résidus de pechblende : elle consiste à attaquer, par l'acide fluorhydrique, les hydrates du groupe du fer. Nous avons essayé ce procédé au minerai choisi.

Le minerai a été dissous[1] dans l'acide chlorhydrique et, après avoir séparé le plomb[2] par l'hydrogène sulfuré, j'ai précipité les phosphates[3] par l'hydrate d'ammoniaque; ensuite le précipité bien lavé a été attaqué par l'acide fluorhydrique.

La plus grande partie de la matière s'est dissoute[4] en ne laissant qu'un faible résidu très actif; ce résidu consistait principalement en fluorures de baryum et de chaux, entraînant du fer, de l'uranium et des substances actives, comme le radium, et presque toute la quantité d'actinium et d'ionium présente; le résidu maintenu à l'ébullition pendant plusieurs heures avec une dissolution de carbonate de potassium et d'hydrate de potassium[5] a été transformé en carbonates, qu'on dissolvait ensuite dans l'acide chlorhydrique. La solution était alors précipitée par l'hydrate d'ammoniaque et les hydrates obtenus redissous dans l'acide chlorhydrique. Cette opération a été répétée cinq fois et, quoiqu'on ait pu encore déceler la présence d'une petite quantité de radium[1], la purification n'a pas été poussée plus loin pour ne pas perdre d'actinium.

Pour concentrer l'actinium dans la solution de ce dernier produit, on précipitait par le sulfate de baryum, qu'on transformait ensuite en carbonate, dont la solution chlorhydrique, précipitée par l'hydrate d'ammoniaque, donnait des hydrates sensiblement enrichis en actinium.

Il est à remarquer que ce sont les hydrates secs qui dégagent le plus facilement les émanations d'actinium. Une expérience avec un vieux produit d'actinium en équilibre entraîné par les hydrates de terres rares, a montré que la radioactivité induite, produite sur une lame chargée négativement, peut dépasser le tiers de l'activité totale du produit. Dans le cas actuel on pouvait alors espérer qu'à l'aide de la radioactivité induite il était possible de déceler la présence de l'actinium.

L'activité des hydrates a été suivie, ainsi que la radioactivité induite provoquée par le produit. La qualité des rayons qui se formaient dans le produit a été contrôlée par l'absorption qu'ils subissaient par des lames d'aluminium. Voici ce qu'on a observé :

Le rayonnement devenait de plus en plus pénétrant dès les premiers instants. Cependant quoiqu'on supposât déjà d'avance la présence du radium, le produit ne provoquait pas de radioactivité induite. Ce n'est qu'au bout de quatre jours, la première fois, quand le dépôt actif s'était formé d'une façon appréciable, que la pénétrabilité du rayonnement a doublé relativement à une lame d'aluminium d'une épaisseur d'un centième de millimètre.

Il restait encore à suivre la baisse de la radioactivité induite ; ceci ne fut possible que vers le dixième jour. La courbe tracée d'après ces données, correspondait plutôt à celle du radium qu'à celle de l'actinium.

Au bout de 18 jours la courbe présentait une allure semblable à celle de radium et un peu à celle de l'acti-

1. Le résidu consistait surtout en silicates et il n'était que peu actif.

2. Le minerai ne contenait pas de plomb, on y en a ajouté pour entraîner les radium D, E et F.

3. Les phosphates entraînaient la majeure partie de l'activité, quoique la liqueur restât elle aussi, active. Elle contenait encore de la chaux, de la magnésie, du fer, et des métaux alcalins; ces corps séparés par groupes, se sont montrés un peu actifs, pour le fer et les métaux alcalins, cette activité persistait même après plusieurs opérations.

4. La liqueur fluorhydrique contenait la plus grande partie de l'uranium, elle contient encore de la chaux et un peu des différents corps actifs.

5. Malgré la présence de l'hydrate de potassium, un peu d'uranium et une petite quantité de substances actives se dissolvaient dans la liqueur. Pour retirer ces substances, à la fin des opérations, on acidifiait la liqueur et on précipitait ensuite par l'ammoniaque, le précipité ainsi obtenu était réuni à celui des carbonates de baryum et de chaux.

1. La solution dégageait un peu d'émanation du radium, qu'on a identifiée.

nium. Elle n'était identique ni à l'une ni à l'autre. Puis, à partir de ce moment, l'activité induite due à l'émanation de l'actinium a commencé à prédominer et ce n'est qu'à la soixantième journée qu'on a réussi pour la première fois à tracer une courbe de la baisse correspondant complètement à celle de l'actinium, sauf pour le début.

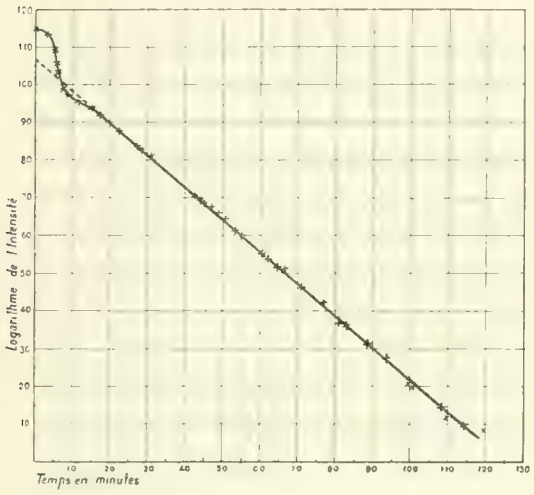


Fig. 1.

La présence de l'actinium en l'absence de thorium est alors démontrée et la parenté de l'actinium avec l'uranium est rendue tout à fait probable.

Ayant pu vérifier que la majeure partie de l'actinium était dans le produit précédemment décrit, on peut constater que le procédé employé, indiqué pour la première fois par M. Debierne, peut être avantageusement utilisé même dans le cas où les terres rares ne sont pas présentes en quantité appréciable.

Enfin il est intéressant de remarquer que l'émanation du radium ne se dégage pas du tout au début de sa formation ; elle reste absorbée par la matière même. Son départ ne commence qu'après avoir, pour ainsi dire, saturé la matière mère.

3. **Présence de l'ionium.** — Un échantillon d'autunite, pareil en tous points à celui qu'on a employé dans l'essai précédent, a été soumis aux expériences. Grâce aux réactions qui suivent, on a pu mettre en évidence la présence de l'ionium dans le minerai. Le lien intime entre l'uranium, l'ionium et l'actinium est donc manifeste.

4. **Entraînements de l'ionium en présence de thorium et de cérium.** — Une solution chlorhydrique de 50 grammes de minerai a été mélangée avec quelques centigrammes d'azotate de thorium que l'on précipitait ensuite par l'acide oxalique. On a refait la précipitation plusieurs fois successivement dans la même solution. Ainsi, on a pu constater que pour retirer toute l'activité due à l'ionium, il est nécessaire d'employer une assez grande quantité de thorium et une quantité encore plus grande de cérium. Le rendement est donc bien meilleur avec le thorium.

On pouvait voir facilement que ces oxalates contenaient, surtout dans le cas du thorium, beaucoup d'actinium et même du radium, en transformant de nouveau les oxalates en chlorures et en répétant plusieurs fois la précipitation, on obtient le produit exempt de radium. D'ailleurs, pour y arriver, la meilleure méthode est de transformer les oxalates en sulfates, qu'on reprend ensuite peu à peu par l'acide sulfurique chaud dilué ; ainsi il se forme du sulfate basique de thorium qui contient des traces de barium. Les deux produits retiennent le radium. Il est utile de répéter deux fois l'opération.

La majeure partie de l'actinium reste avec le thorium ; il reste avec cet élément comme l'ionium, de telle façon que nous croyons pouvoir maintenir le fait que les oxalates de terres rares entraînent l'actinium aussi bien que l'ionium.

Les oxalates ont été séparés ensuite par l'hyposulfite de soude, comme M. Boltwood l'a indiqué. Il était possible d'arriver à une séparation de l'actinium, mais il n'a pas été possible de bien vérifier la pureté de l'ionium ni par l'absorption des rayons, ni par l'absence complète de la radioactivité induite de l'actinium, ni par la constance de l'activité, car il se trouvait en présence de beaucoup trop de thorium, et l'on partait de peu de matière primitive.

Ces produits ont été soumis à une précipitation fractionnée. Dans ce but, le produit était mis en solution chlorhydrique, qu'on précipitait ensuite par l'acide oxalique. Quoiqu'on ait observé certaines différences entre les différentes fractions, on peut plutôt conclure que cette méthode, pour la concentration, n'offre aucun avantage.

5. **Entraînement de l'ionium en l'absence de thorium.** — Pour cette étude, la solution du minerai était peu utilisable à cause de sa composition chimique (présence d'acide phosphorique). On a pu démontrer cependant que le sulfate de barium, précipité dans la liqueur, entraînait l'ionium, chose assez remarquable dont nous verrons l'explication probable.

Pour l'étude des entraînements, il paraît plus avantageux d'employer les hydrates séparés des fluorures provenant du minerai, de la façon que nous avons précédemment décrite. On pouvait s'assurer que l'ionium se trouvait dans ces hydrates, soit par des séparations effectuées ultérieurement, soit par l'étude de l'absorption du rayonnement du produit : c'est là un fait qui prouve que le procédé de M. Debierne, pour la concentration de l'actinium, peut servir à la fois à celle de l'ionium.

Quoique le thorium ne fût pas présent, le contact

de l'ionium restait assez délicat. Ne disposant que de peu de matière, les contrôles possibles ne pouvaient servir qu'au cas de séparation relativement complète. En tout cas, les mesures d'absorption du rayonnement offraient encore les plus grands avantages. Naturellement, la méthode n'est qu'à moitié satisfaisante, parce que les substances entraînantes ne sont pas toujours identiques entre elles.

Ces mesures d'absorption ont été faites avec des lames d'aluminium, d'une épaisseur d'un centième de millimètre. Une telle lame devait déjà supprimer la majeure partie du rayonnement, si l'ionium était le constituant principal du produit. Au travers de deux lames, il ne devait passer qu'une fraction excessivement petite du rayonnement total.

Dans la solution du produit on laissait cristalliser l'acide oxalique. Les cristaux recristallisés restaient presque inactifs.

Dans une autre fraction du liquide on a essayé la précipitation par l'hyposulfite d'ammonium. L'hyposulfite d'uranium s'est précipité, entraînant une quantité assez grande de l'ionium, mais la quantité de l'actinium entraîné était aussi très remarquable. La matière a été dissoute et reprécipitée de la même façon, sans que le résultat fût sensiblement changé. Pour prouver le rôle joué par le thorium, toute la quantité de matière a été redissoute; on y mélangeait ensuite du thorium qu'on précipitait par l'hyposulfite. Le rendement du précipité en ionium était deux fois et même, dans certains cas, presque quatre fois plus grand.

Une autre partie du liquide a été mélangée avec de l'eau oxygénée, et au bout de quelques journées, le léger précipité qui s'est formé a été recueilli. Il était facile de constater que l'entraînement de l'ionium par l'uranium était très satisfaisant dans ce cas, de telle façon que le rayonnement du produit était affaibli de moins du neuvième du rayonnement total si on intercalait la lame d'aluminium à un centième de millimètre d'épaisseur. Ce rayonnement devenait plus tard plus pénétrant (ce qui est dû à l'actinium) mais ensuite il reprenait sa valeur primitive. Avec ce produit on pouvait vérifier le parcours de l'ionium. Dans l'appareil de Bragg on obtenait une valeur inférieure à 50 millimètres, valeur un peu plus grande que celle indiquée par Boltwood, et qui est probablement due à une petite impureté.

La matière a été reprise en solution et la précipitation par l'eau oxygénée a été répétée, sans que la qualité du produit fût sensiblement changée.

Nous tenons à noter que les solutions d'actinium et d'ionium renfermant de l'uranium et du fer, mélangées, avec de l'eau oxygénée, continuent à former des précipités même après en avoir recueilli la première fraction. Seulement la deuxième fraction et les suivantes sont de plus en plus riches en actinium, quoiqu'elles contiennent encore beaucoup d'ionium. Le même effet peut se produire déjà avec la première fraction si la précipitation est brusque.

6. Rôle du fer dans les réactions d'entraînement. — Nous avons déjà signalé plus haut l'entraînement de l'ionium par le sulfate de barium, précipité dans la solution du minerai. Cette réaction est encore plus efficace dans d'autres circonstances.

Une fraction de la liqueur employée pour l'essai précédent subissait un entraînement au sulfate de barium répété plusieurs fois. La première fraction contenait beaucoup d'actinium, mais aussi beaucoup d'ionium; la deuxième était déjà moins riche et ainsi de suite, de telle façon, que dans la liqueur résiduelle, ces deux éléments étaient encore présents. D'autre part on a pu constater, qu'après avoir établi la deuxième précipitation la liqueur était déjà presque tout à fait exempte de fer. C'est-à-dire que la réussite d'un entraînement par le sulfate de barium paraît être en relation intime avec la teneur en fer de la liqueur, soit pour le cas de l'ionium, soit pour celui de l'actinium.

7. Essai avec le sulfhydrate d'ammonium. — Nous avons encore essayé la séparation de l'ionium par la méthode de M. Rutherford. Pour l'essai nous nous sommes servis d'un produit de M. Debierne extrait de résidus et contenant des terres rares et d'un autre produit dont nous avons décrit la préparation (§ 2). La séparation ne réussissait dans aucun cas avec le sulfhydrate d'ammonium. Pour expliquer les résultats de M. Rutherford nous admettons qu'il y a eu une impureté inconnue quelconque dans le produit utilisé, ou bien que le réactif employé n'était pas suffisant pour précipiter tout l'actinium. Dans la fraction précipitée, l'ionium se précipitait avec le radioactinium. Cette dernière hypothèse expliquerait l'excès de radioactinium.

8. Le rapport de l'ionium et de l'actinium dans le minerai. — Jusqu'à présent, n'ayant pu établir un dosage exact ni de l'un ni de l'autre des deux corps, nous nous sommes bornés à la vérification du fait, déjà connu, que le rapport entre la quantité d'ionium et d'actinium est plus grand en faveur de l'ionium dans le cas du minerai que dans le cas des résidus de traitement. La comparaison a été faite avec des produits préparés par la méthode des fluorures.

Je tiens à exprimer mes meilleurs remerciements à Mme Curie ainsi qu'à M. Debierne pour la grande bienveillance avec laquelle ils me sont venus en aide au cours de ce travail.

Reçu le 15 Mars 1909

MÉMOIRES TRADUITS

Sur la vitesse des rayons cathodiques émis par les substances exposées aux rayons γ du radium

Par R. D. KLEEMAN

Université de Cambridge. — Laboratoire de M. J. J. Thomson

I

La radiation secondaire cathodique d'une substance exposée aux rayons γ du radium, comprend en partie, comme on sait, des rayons de caractère très pénétrant. Eve a trouvé que les rayons secondaires d'une plaque de plomb possèdent sensiblement le même pouvoir pénétrant que les rayons β de l'uranium, en les déviant par un champ magnétique intense qui les faisait pénétrer dans une chambre d'ionisation. Il déterminait le pouvoir pénétrant de ces rayons déviés en plaçant successivement différentes épaisseurs de feuilles d'aluminium sur l'ouverture de la chambre et en mesurant la variation du courant qu'elles produisaient.

Ce mémoire contient l'exposé de quelques expériences plus détaillées que j'ai faites sur ce sujet. Deux méthodes différentes ont été employées. L'une d'elles consiste à mesurer la dispersion des particules cathodiques produite par différentes épaisseurs de feuilles de métal placées sur le trajet des rayons. Dans l'autre méthode, les rayons étaient déviés, au moyen d'un fort électro-aimant, dans une chambre d'ionisation où l'on mesurait le courant pour différentes valeurs du champ magnétique.

On verra que chacune de ces méthodes possède des avantages particuliers en faisant intervenir des propriétés différentes de la radiation secondaire.

L'appareil employé pour la première de ces méthodes est représenté figure 1. A est une chambre d'ionisation en aluminium de 12,5 centimètres de longueur, 10 centimètres de hauteur et 7 centimètres de profondeur, supportée par un dispositif en bois dont elle était isolée. La plaque métallique B reposant sur le support réglable C formait la paroi inférieure de cette chambre. Cette plaque pouvait être enlevée et remplacée par une autre en abaissant convenablement le support. Trente milligrammes de bromure de radium (enfermés dans un tube de verre) étaient placés dans une cavité creusée dans le cylindre de plomb D; une feuille de plomb de 3 millimètres d'épaisseur, placée devant l'ouverture arrêtait les

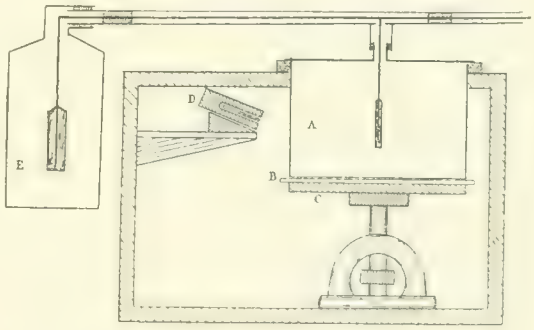


Fig. 1.

rayons β. E est une autre chambre d'ionisation dont l'électrode est reliée à celle de la chambre A. L'une de ces chambres était portée à — 200 volts, l'autre à — 200 volts. L'ionisation dans chacune d'elles était produite par les rayons γ du radium, et l'on pouvait régler, à l'aide d'écrans, l'ionisation produite dans la chambre E. Cette chambre servait à compenser partiellement la partie du courant produit en A qui n'était pas due aux rayons cathodiques émis par la plaque B.

Le pouvoir pénétrant des rayons secondaires cathodiques émis par la plaque B était étudié en mesurant l'ionisation produite dans la chambre A lorsqu'on plaçait sur cette plaque différentes épaisseurs de feuilles d'aluminium ou de feuilles de papier. Si la radiation de ces feuilles est petite par rapport à celle d'une autre feuille de même masse par centimètre carré, mais de même matière que la plaque B, la radiation secondaire émise par l'ensemble de la plaque et des feuilles absorbantes ne comprend sensiblement que la radiation de la plaque modifiée par la dispersion que produit la feuille. Le coefficient de dispersion de la feuille s'obtient alors facilement. Soit M [illegible]

1. Mémoire présenté à la *Royal Society of London*, en Décembre 1908, communiqué par l'auteur. La traduction française a été revue par l'auteur.

rant produit dans la chambre A par la radiation secondaire cathodique de la plaque B, et N le courant produit par les autres causes moins le courant de compensation de la chambre E. En l'absence de toute feuille absorbante, le courant est $M + N$. Quand une feuille est placée sur la plaque, le courant devient : $\varphi M + N$, φ étant la fraction de la radiation secondaire qui traverse la feuille. En ajoutant une feuille de même épaisseur, le courant est $\varphi^2 M + N$. La différence entre la première et la troisième mesure divisée par la différence entre la première et la seconde donne la valeur de $\left(\frac{1-\varphi^2}{1-\varphi}\right)$, c'est-à-dire de $(\varphi + 1)$. Si e représente l'épaisseur et λ le coefficient d'absorption de la feuille, on a $e^{-\lambda} = \varphi$, d'où l'on peut déduire λ.

Cette méthode de calcul ne s'applique que si la radiation secondaire est homogène ; si non, la valeur de φ, ainsi déterminée, correspond à la radiation facilement absorbable, les rayons pénétrants ne subissant pas d'absorption sensible. On peut donc, par cette méthode, mettre en évidence des rayons de faible pouvoir pénétrant.

Par suite de la radiation secondaire de la feuille absorbante la valeur de φ obtenue est un peu trop grande, mais l'erreur est petite si son poids atomique est plus faible que celui de la plaque. En plaçant sous la chambre d'ionisation, fermée par une toile métallique, soit une feuille d'aluminium, soit une feuille de papier, on trouve que, à masse égale par centimètre carré, l'aluminium et le papier fournissent des radiations secondaires dont les intensités sont dans le rapport de 1 à 0,15. On sait d'ailleurs que pour les rayons cathodiques et pour les rayons β de l'uranium, le papier et l'aluminium produisent, à masse superficielle égale, la même dispersion. On peut donc admettre qu'une feuille de papier placée sur une plaque d'aluminium n'a pour effet que de disperser les rayons secondaires de cette plaque. Ceci sera encore plus exact pour des substances de poids atomique plus élevé.

Tableau I.

Feuilles d'épaisseur		φ pour le papier pesant $0,4 \times 10^{-3}$ gramme par cm²
	mm	
Pb	2	0,55
Pb	0,25	0,50
Sn	5	0,54
Zn	5	0,54
Cu	2,5	0,55
Fe	2,5	0,52
Ni	2,5	0,53
S	4	0,52
Al	5,5	0,55

Le tableau I donne les valeurs de φ pour le papier, obtenues avec les rayons secondaires d'un certain nombre de métaux. Chacune des mesures nécessaires pour le calcul de φ sont des moyennes d'au moins 8 lectures. Les mesures étaient faites comme celles qui ont été décrites dans un précédent mémoire[1]. Le courant *apparent* diminuait généralement de 50 pour 100 quand une feuille était placée sur la plaque[2].

On voit que la valeur de φ est sensiblement la même pour les différents métaux ; sa valeur moyenne est environ 0,55. Ainsi une partie de la radiation de ces métaux est réduite à la moitié de sa valeur par une feuille de papier (pesant $6,4 . 10^{-3}$ gr. par cm²) placée contre la plaque radiante. Si tous les rayons émis par la plaque possédaient le même pouvoir pénétrant que les rayons β de l'uranium, la valeur de φ aurait été de 0,99 et une seule feuille de papier aurait arrêté à peu près 1 pour 100 de la radiation. Il ressort par conséquent de ces expériences, que la radiation secondaire cathodique émise par une plaque, du côté où arrivent les rayons γ, comprend en partie des rayons très absorbables.

Tableau II.

Nature de la source de radiation cathodique	φ pour une feuille d'aluminium pesant $0,27 \times 10^{-3}$ gr par cm² Epaisseur calculée, $5,4 \times 10^{-3}$ cm Epaisseur d'air de masse équivalente, 0,72 cm	λ
Rayons secondaires cathodiques émis par une plaque exposée aux rayons γ du radium	0,52	1898
Rayons secondaires cathodiques émis par une lame de Pb et qui ont traversé une feuille d'aluminium pesant $2,72 \times 10^{-3}$ gr par cm² de masse équivalente à 2 cm. d'air .	0,807	640
Rayons cathodiques dans un tube à vide. Vitesse environ 6×10^{9} cm. sec Lenard		7150
Rayons β de l'uranium Rutherford .	—	14

Le tableau II donne les valeurs de φ et de λ pour l'aluminium. On voit que les rayons secondaires cathodiques du plomb sont hétérogènes et ont une vitesse voisine du double de celle des rayons cathodiques dans les tubes à vide et du tiers de celle des rayons β de l'uranium. En supposant que l'absorption est la même pour l'aluminium et pour l'air, à masse égale par centimètre carré, on trouve que la moitié de la

1. *Phil. Mag.*, Novembre 1907, 649.

2. Le papier était recouvert de graphite pour le rendre conducteur.

radiation peu pénétrante est absorbée par une couche d'air de 0,72 centimètre. Les rayons qui ont traversé une lame d'aluminium pesant $2,72 . 10^{-5}$ gramme par centimètre carré sont plus pénétrants que les rayons primitifs; cette lame correspond à une couche d'air de 2 centimètres d'épaisseur et il s'en suit qu'une partie des rayons cathodiques secondaires se trouve complètement absorbée dans les deux premiers centimètres d'air.

Le tableau I montre que pour une épaisseur donnée de papier, la valeur de φ est indépendante de la nature du radiateur; il en est de même de la nature de la radiation peu pénétrante; mais il ne s'en suit pas que ce résultat soit vrai pour la radiation pénétrante. Il est possible que les rayons peu pénétrants proviennent de transformations successives des rayons β pénétrants, libérés par les rayons γ, en rayons de moins en moins pénétrants. La valeur de φ est indépendante de la nature et de l'épaisseur des écrans traversés au préalable par les rayons γ (Tableau III). Les rayons secondaires absorbables semblent être produits par la partie pénétrante des rayons γ. Toutefois, ils peuvent être produits par des rayons secondaires γ doux produits par les rayons γ pénétrants.

Tableau III.

Plomb. Écran de 1,5 cm. d'épaisseur . .	$\varphi = 0,50$
Zinc. Écran de 2,0 cm. d'épaisseur . . .	$\varphi = 0,50$
Plomb. Écran de 0,5 cm. d'épaisseur . . .	$\varphi = 0,55$

La méthode précédente permet aussi d'étudier les rayons émis par la plaque du côté d'émergence des rayons γ. Dans ce cas, les rayons secondaires de deux feuilles de métal de même masse superficielle diffèrent beaucoup moins que dans le cas précédent. Ceci est dû à ce que la radiation émise par le côté de la lame où sortent les rayons γ ne diminue pas aussi vite avec le poids atomique de la plaque que les rayons émis de l'autre côté. Le prof. Bragg et le Dr Madsen expliquent cet effet en supposant que les rayons secondaires cathodiques sont initialement projetés dans la direction de propagation des rayons γ[1]. La valeur de φ obtenue par cette méthode sera donc beaucoup plus grande que la valeur vraie, mais on va voir que, malgré cette restriction, les résultats ont encore quelque intérêt.

Dans ce cas, les expériences ont été faites de la manière suivante. Le support réglable était placé sur le côté de la chambre d'ionisation et le radiateur était maintenu au moyen de deux bras fixés au support. Le radium était placé à 9 centimètres au-dessous du centre de la plaque.

Les valeurs trouvées pour φ dans le cas de l'aluminium et du papier, pour un radiateur de plomb étaient respectivement 0,45 et 0,16. Ces valeurs sont plus petites que celles trouvées précédemment : 0,52 et 0,55. La différence est plus grande avec le papier qu'avec l'aluminium, probablement parce que la radiation du papier modifie moins la valeur de φ que celle de l'aluminium. La radiation de l'écran modifie plus la valeur de φ du côté où les rayons β émergent que de l'autre côté et, puisque cette radiation rend trop grande la valeur de φ, la différence entre les valeurs de cette quantité pour les deux côtés de la plaque doit être encore plus grande que ne l'indiquent les valeurs ci-dessus. Il semble, par conséquent, que la radiation peu pénétrante émise par la plaque du côté où émergent les rayons γ est considérablement moins pénétrante que celle qui est émise de l'autre côté.

Quelques expériences ont été faites également sur la radiation peu pénétrante produite à la fois par les rayons β et γ du côté d'émergence. Le radiateur était constitué par une feuille de plomb de 0,25 mm d'épaisseur, tendue sur une armature. Le radium était placé dans la même position que précédemment, mais l'écran de plomb avait été supprimé. Les valeurs de φ obtenues pour l'aluminium et pour le papier étaient respectivement 0,57 et 0,29. Ces valeurs sont plus grandes que celles obtenues avec les rayons γ seuls et une plaque de plomb de 2 mm d'épaisseur (0,45 et 0,16). Les rayons doux sont ici plus pénétrants que ceux qui sont produits par les rayons γ seuls. Ceci est probablement dû à ce que les rayons β produits par les rayons γ sont plus hétérogènes que les rayons β du radium, qui ont traversé le verre et la feuille de plomb, la radiation la moins pénétrante étant alors moins intense par rapport à la radiation pénétrante lorsqu'on emploie à la fois les rayons β et les rayons γ. On verra, par les expériences de déviation magnétique, que les rayons β produits par les rayons γ sont hétérogènes, c'est-à-dire qu'ils possèdent des vitesses variées.

Tableau IV.

Distance du radium au centre de la plaque	φ
cm.	
11,0	0,50
12,5	0,55
17,0	0,54

Le tableau IV donne quelques valeurs de φ obtenues avec un radiateur de plomb pour les rayons émis par la face d'entrée des rayons γ, pour différentes distances du radium. La nature de la radiation douce est, comme on pouvait s'y attendre, indépendante de la distance.

1 *Phil. Mag.*, Mai 1908, 665.

II

Dans les expériences qui vont être décrites maintenant, la vitesse des rayons cathodiques a été étudiée par la déviation magnétique. L'appareil employé est représenté figure 2. A est une chambre d'ionisation formée d'une boîte de plomb de 8 cm de longueur, 5,5 cm de hauteur et 6 cm de profondeur. Le côté

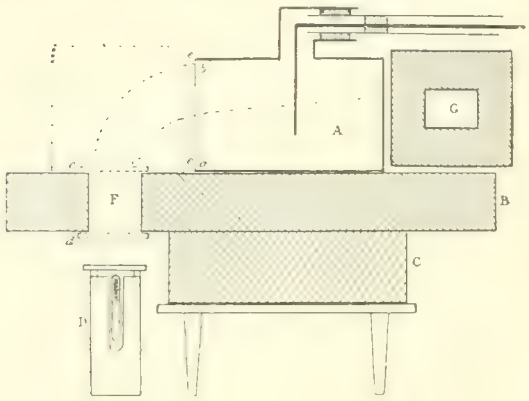


Fig. 2.

ab est formé d'une feuille de papier de soie bien tendue. B et C sont des blocs de plomb servant à protéger la chambre d'ionisation de l'action directe des rayons γ émis par le radium contenu dans le cylindre D et ayant respectivement 5 cm et 5,5 cm d'épaisseur. F est une ouverture de section carrée (5×5 cm²), dont on pouvait diminuer la section en plaçant des bandes de plomb sur ses côtés. Une plaque de métal de quelques millimètres d'épaisseur pouvait être placée soit en *c* à la partie supérieure de cette ouverture, soit en *d*, à la partie inférieure, et les rayons secondaires cathodiques émis par cette plaque étaient déviés vers la fenêtre de papier de soie, au moyen d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure. On mesurait l'accroissement du courant produit par ces rayons qui pénétraient dans la chambre A, pour différentes valeurs du champ magnétique. La position des pièces polaires (de section carrée) de l'électro-aimant est indiquée sur la figure en pointillé. On pouvait limiter le faisceau de rayons cathodiques qui pénètrent dans la chambre au moyen d'un diaphragme convenable en plomb placé en *e* et dont la forme est indiquée en G.

D'abord quelques expériences ont été faites dans le but de voir si l'interposition d'écrans sur le trajet des rayons γ modifie la vitesse des rayons secondaires. Dans une série d'expériences, le radiateur était placé en *c*, aucun diaphragme n'étant placé en *e*. Des mesures du courant ont été faites pour des valeurs croissantes du champ magnétique, et l'on retranchait de chacune d'elles le courant mesuré pour un champ magnétique nul. La figure 3 donne quelques courbes ainsi obtenues : un grand nombre de résultats obtenus à différents moments ont servi à les tracer. Les parties anguleuses correspondent au moment où les rayons du bord extérieur du principal faisceau de rayons

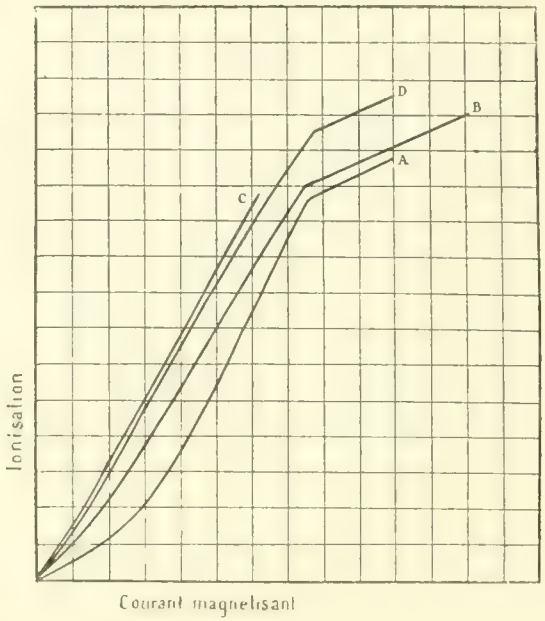


Fig. 3.

étaient juste assez déviés pour pénétrer dans la chambre. Les courbes ont été tracées de manière qu'elles ne soient que légèrement séparées aux coudes.

Les courbes A et B ont été obtenues à l'aide d'un radiateur de plomb. Les rayons γ avaient été filtrés à travers des écrans de plomb d'épaisseur différente dans les deux cas : la courbe A étant obtenue avec un écran de 1,5 cm. d'épaisseur et la seconde B avec un écran de 3 mm. d'épaisseur. Leur forme indique que la proportion d'électrons qui se meuvent avec des vitesses inférieures à celle qui correspond au coude diminue quand l'épaisseur de l'écran de plomb augmente. L'écran de plomb épais absorbe donc une plus grande proportion des rayons γ qui produisent ces électrons lents qu'un écran mince. On voit donc que la vitesse des rayons secondaires cathodiques produits dans une lame de plomb décroît avec l'absorbabilité des rayons γ qui les produisent.

Les courbes C et D ont été obtenues avec un radiateur d'aluminium en employant les mêmes écrans de plomb. La courbe C correspond à l'écran épais et la courbe D à l'écran mince. On voit qu'il n'y a aucune différence appréciable entre ces courbes.

Le passage des rayons γ à travers un écran de plomb épais modifie donc moins la radiation la plus absorbable d'une lame d'aluminium que celle d'une lame de plomb.

Si une partie de la radiation peu pénétrante est produite par les rayons γ pour lesquels la plaque pre-

sente une absorption sélective, nous pouvons nous attendre à un tel résultat. La substitution d'un écran épais à un écran mince doit produire une plus grande modification de la radiation d'une plaque de même matière que celle d'une plaque d'une autre substance, car, dans le premier cas, les rayons γ le plus facilement absorbables pour cette matière auront été déjà absorbés.

Deux séries de mesures ont été faites également avec un écran de zinc de 2 cm. d'épaisseur et avec l'écran de plomb épais, pour un radiateur de plomb. Les courbes ont la même forme que les courbes A et B, la courbe obtenue avec l'écran de plomb étant plus convexe vers l'axe des courants que la courbe obtenue avec l'écran de zinc. Ceci est en accord avec l'interprétation donnée ci-dessus.

On peut remarquer que ces rayons peu pénétrants sont cependant beaucoup plus pénétrants que ceux auxquels on avait affaire dans la première partie, puisque ces derniers n'avaient en moyenne qu'un parcours beaucoup trop faible pour qu'ils puissent pénétrer dans la chambre d'ionisation.

Des expériences variées ont été faites, par exemple en interposant en *e* le diaphragme G, pour vérifier que les effets observés n'étaient pas dus à des perturbations étrangères. On peut conclure de ces expériences que la vitesse des rayons cathodiques secondaires produits par les rayons γ diminue avec l'absorbabilité des rayons qui la produisent[1], mais la partie des rayons qui sont le plus facilement absorbés n'est pas nécessairement la même pour toutes les substances.

Innes[2], pour les rayons X, est arrivé à une conclusion analogue.

Les cassures des courbes 5, indiquent, comme on l'a dit plus haut, qu'il y a un faisceau principal de rayons cathodiques émis par la plaque. Si les rayons étaient émis dans toutes les directions, il aurait été difficile d'obtenir des coudes quelque peu prononcés. La forme de ces cassures dépend un peu, comme on pouvait s'y attendre, des dimensions de l'ouverture F et de la distance de la chambre d'ionisation à cette ouverture. Ce résultat confirme la conclusion à laquelle le professeur Bragg et le Dr. Madsen ont été conduits par leurs expériences sur la radiation secondaire, à savoir que les rayons secondaires cathodiques produits par les rayons γ sont émis dans la direction de propagation des rayons γ.

Un essai a été fait pour déterminer la vitesse des rayons lents émis par une plaque; mais, par suite de l'hétérogénéité des rayons, la vitesse maxima trouvée dépend des dimensions des ouvertures F et G. Les rayons ont été comparés aux rayons β du radium. La section de l'ouverture F était de 1,1 cm² et un radiateur de plomb était placé en *e*. Un diaphragme G de 1,5 cm² de section était placé en *e*. Une première série de mesures a été faite comme précédemment et une autre série a été faite après avoir enlevé le radiateur de plomb et l'écran placé sur le radium. Dans ce dernier cas, les rayons β du radium traversent l'ouverture F et sont déviés dans la chambre d'ionisation. On peut remarquer que si les rayons secondaires sont émis dans la direction des rayons γ par le radiateur de plomb, les faisceaux sont analogues dans les deux cas, au point de vue du sens du mouvement des électrons.

La courbe E (fig. 4) donne les résultats relatifs aux rayons secondaires, et la courbe F, les résultats relatifs aux rayons β. Ces courbes ont été tracées de

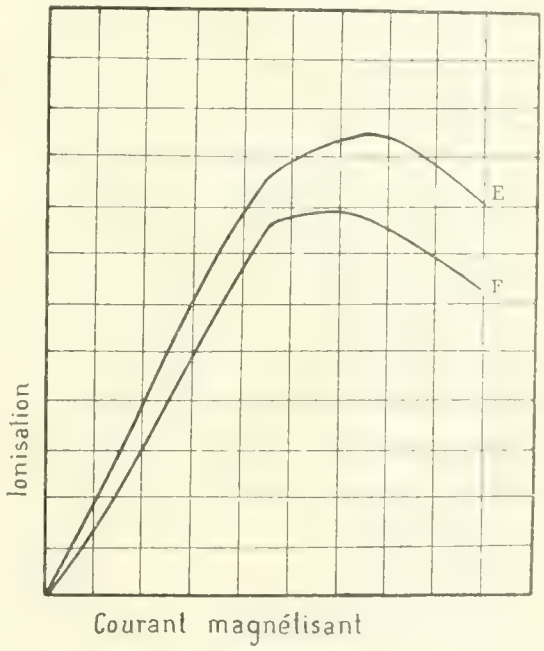


Fig. 4.

manière qu'elles ne soient que légèrement séparées l'une de l'autre; le courant maximum pour les rayons β, était beaucoup plus grand que le courant maximum produit par les rayons secondaires. On voit que, dans les deux cas, le courant maximum est obtenu pour la même valeur du courant magnétisant; la vitesse des rayons cathodiques émis par une lame de plomb exposée aux rayons γ est, en moyenne, la même que celle des rayons β du radium.

D'après la théorie du professeur Bragg et du Dr. Madsen, les rayons γ sont constitués de particules neutres formées d'un électron associé avec une particule positive et qui se brisent en traversant la matière; un rayon γ se formerait quand une particule β rencontre une particule positive. Les vites-

1. Le prof. Bragg et le Dr Madsen, dans une note récente au *Phil. Mag* de décembre 1908, p. 918, sont arrivés au même résultat mais par une méthode différente.

2. *Proc. Roy. Soc.*, 79 1907 442.

des doublets ainsi formés devraient être plus petites que la vitesse des rayons β, de même celles des rayons secondaires qu'ils libèrent en se brisant. Ceci est en désaccord avec les expériences précédentes.

Dans la théorie des pulsations de l'éther, l'énergie cinétique des corpuscules secondaires est empruntée à celle de la pulsation. La vitesse de ces corpuscules devrait encore être plus petite que celle des rayons β qui donnent naissance à ces pulsations. La théorie du professeur Thomson supprime cette difficulté : il admet que chaque pulsation se propage suivant une direction déterminée en conservant une énergie constante et que toute l'énergie de la pulsation est absorbée par le corpuscule secondaire[1].

Il est intéressant, dans cette voie, de chercher à estimer l'épaisseur d'une pulsation γ. Si un rayon lumineux et une pulsation γ sont de même nature, les expériences de Ladenburg[1] sur la vitesse des rayons cathodiques émis par la lumière ultra-violette en fonction de la longueur d'onde, fournissent des données qui permettent d'effectuer ce calcul. On trouve ainsi une épaisseur de l'ordre du millième de la longueur d'onde de la lumière ultra-violette ; et, puisque la longueur d'onde de la lumière ultra-violette est sensiblement égale à mille fois le diamètre d'une molécule, l'épaisseur d'une pulsation γ est de l'ordre du diamètre moléculaire.

Résumé des résultats.

Une partie de la radiation cathodique d'une plaque exposée aux rayons γ du radium est formée de rayons très peu pénétrants qui sont absorbés par 1 ou 2 centimètres d'air.

La pénétration de ces rayons est pratiquement indépendante de l'épaisseur du radiateur et d'une filtration primitive des rayons γ à travers un écran épais.

La radiation est considérablement moins pénétrante du côté du radiateur où sortent les rayons γ que du côté où ils y entrent.

Des mesures de la pénétration de la radiation émise par des radiateurs de différente nature, du côté où les rayons γ y arrivent, montrent que cette pénétration est pratiquement indépendante de la nature du radiateur.

La radiation peu pénétrante produite à la fois par les rayons γ et les rayons β est plus pénétrante que celle qui est produite par les rayons γ seuls.

Les rayons cathodiques pénétrants produits directement par les rayons γ possèdent différentes vitesses. Leur pouvoir pénétrant diminue quand l'absorbabilité des rayons γ qui la produisent augmente.

La vitesse moyenne de ces rayons secondaires est, en première approximation, égale à celle des rayons β du radium.

Je suis heureux de remercier ici le professeur Thomson pour l'intérêt avec lequel il a suivi ces recherches et pour les conseils qu'il m'a donnés.

Reçu le 8 mars 1909.

Extraits par M. Moreux.

1. *Proc. Camb. Phil. Soc.* 14, 4, 417.

Ionisation dans l'atmosphère[2]

Par A. S. EVE

(Laboratoire de Physique de l'Université de Montréal)

L'appareil imaginé par Ebert est couramment employé pour déterminer la charge totale par centimètre cube due aux ions positifs ou négatifs contenus dans l'atmosphère. Sauf dans des conditions très spéciales, la mesure de la charge positive dépasse celle de la charge négative d'une quantité très variable qui atteint, peut-être, environ 20 pour 100. Or, le rapport de ces deux charges a une valeur moyenne peu différente du rapport des mobilités des ions ou du rapport de leurs coefficients de diffusion.

L'appareil comprend un récipient cylindrique en métal contenant une électrode axiale isolée, reliée au système central d'un électroscope. L'air est envoyé au travers du cylindre à une vitesse connue grâce à une petite turbine actionnée par un mouvement d'horlogerie. La quantité d'électricité reçue par la tige centrale chargée est déterminée si l'on connaît la capacité électrique du système isolé et si l'on mesure la chute de potentiel de ce système.

Les expériences dont la description suit, faites par M. F. W. Bates et moi, ont fourni quelques résultats imprévus. Un large cône ouvert en carton a été placé de telle façon que l'air entrant dans l'appareil de mesure soit obligé de traverser ce cône et cet air pendant son passage, est fortement ionisé par les rayons β ou γ du radium ou par les rayons γ seulement. L'instrument lui-même est convenablement protégé des rayons, et le bromure de radium (14 milligrammes) est soigneusement scellé dans un petit tube, de telle façon qu'il n'y ait aucun dégagement d'émanation. On change la position du radium pour que le nombre des ions formés dans les différentes expériences présente des différences très notables.

Si on prend pour valeur de la charge d'un ion $5{,}4 \times 10^{-10}$ U. E. S., et si l'on suppose qu'un ion porte une seule charge élémentaire, on trouve, après

2. Note publiée dans *Nature*, mars 1909.

avoir fait les corrections nécessaires, des nombres qui sont résumés dans le tableau suivant :

Séries.	Nombre d'ions positifs par cm³.	Nombre d'ions négatifs par cm³.	Rapport des deux nombres.
1	37,570	54,500	1,69
2	19,900	10,100	1,99
3	22,320	16,820	1,55
4	14,550	11,850	1,21
5	7,280	5,800	1,25
		Moyenne.	**1,39**
Sans radium.	1,280	1,050	**1,22**

Les variations du rapport sont dues aux changements d'état hygrométrique ou à la présence de vapeur d'eau.

Le point important est toutefois très nettement marqué. Quoique les rayons γ du radium produisent des quantités égales d'électricité positive ou négative quand ils ionisent un gaz dans un récipient clos, nous trouvons qu'en produisant cette ionisation au voisinage de l'appareil d'Ebert, il semble qu'il y ait un grand excès d'électricité positive.

En établissant cet appareil, on a eu soin d'éviter toute production de champ extérieur. Puisque les ions négatifs, toute chose égale d'ailleurs, sont plus mobiles que les ions positifs, nous pouvons imaginer que les ions négatifs sont absorbés plus rapidement que les ions positifs dans le cylindre de mesure. Il est encore possible qu'un grand nombre d'ions négatifs diffusent vers le fond et les parois extérieures de l'appareil de mesure avant d'y pénétrer. Dans ce cas, la diffusion est exceptionnellement rapide. De plus, le rapport positif sur négatif reste le même, quand l'air est introduit dans un cylindre muni d'une électrode en relation avec la terre alors que dans ce cas la perte par diffusion des ions négatifs est particulièrement grande.

Ces détails exigent certaines recherches futures, mais le point important semble bien établi : l'appareil d'Ebert et ceux du même type sont inexacts, puisqu'ils donnent toujours un excès d'électricité positive sur la négative contenue dans l'atmosphère. De telle façon que lorsque des observateurs ont mesuré des rapports de l'ordre 1,2, ils avaient en réalité égalité et l'excès apparent était dû à l'inégalité dans la loi de diffusion des deux sortes d'ions dépendant et variant avec les conditions atmosphériques telles que l'humidité.

Les récents travaux de Townsend ont montré que dans certaines conditions les ions positifs peuvent avoir une charge double, deux ions négatifs apparaissent pendant sa formation. Alors il est possible que dans l'atmosphère l'ion positif nouvellement formé soit pour un temps très court l'ion le plus mobile et l'excès apparent d'électricité positive pourrait être expliquée par cette cause, comme quelques expériences préliminaires semblent l'indiquer. Même si cela est démontré, il n'en reste pas moins vrai que les quantités d'électricité positives ou négatives contenues dans l'atmosphère sont égales ou en tout cas bien moins différentes que celles qui sont habituellement mesurées.

(Reçu le 20 mars 1909)

ANALYSES

Radioactivité

Sur un nouveau phénomène corrélatif de l'activation par l'actinium. — O. Hahn (*Phys. Zeitschr.*, **10**–1909–81–88). — L'activité induite de l'actinium se compose de trois produits à destruction rapide, les actiniums A, B et C. Mais depuis longtemps on avait signalé de différents côtés une activité résiduelle très faible, à disparition lente, dont la nature restait inexpliquée. Ainsi Meyer et v. Schweidler avaient signalé à deux reprises la présence d'une activité résiduelle très faible et très irrégulière sur des feuilles métalliques exposées durant des mois à l'émanation de l'actinium. Cette activité ne dépassant pas le 1 pour 1000 de l'activité induite initiale, et sa constante de temps, mesurée par les rayons γ, était voisine de 11,8 jours.

On pouvait supposer qu'on avait affaire à un ou plusieurs nouveaux produits de l'actinium à disparition relativement lente. Dans ce cas, l'activité résiduelle devrait se constater tout aussi bien sur le radioactinium ou sur l'actinium X que sur l'actinium en équilibre radioactif. Par contre, on ne devrait pas l'obtenir avec l'actinium proprement dit, privé d'actinium X et de radioactinium. Si, au contraire, les effets d'activité résiduelle sont dus à une impureté radioactive inconnue mêlée à l'actinium, ils doivent peu différer lorsqu'on emploie soit l'actinium pur, soit l'actinium X ou l'actinium en équilibre radioactif.

Pour décider entre ces hypothèses, M. Hahn a mesuré l'activité résiduelle de différentes préparations d'actinium, d'actinium X et de radioactinium. Dès les premières mesures, il put s'assurer que la valeur de l'activité résiduelle était sans aucun rapport avec celle de l'activité induite totale. L'actinium donnait les plus gros effets d'activation, tandis que les plus gros effets résiduels étaient dus au radioactinium. Ces derniers effets étaient assez gros pour être suivis en détail à l'électroscope. M. Hahn a constaté que l'activité résiduelle était capable de produire à son tour de l'activité induite, laquelle disparaissait avec la période caractéristique de l'actinium A. Ceci fit naître le soupçon, largement confirmé dans la suite, que l'activité dite résiduelle était due à l'actinium X.

La preuve décisive de ce fait résulte du tracé des courbes de désactivation fournis par différents échantillons d'activité résiduelle. Malgré la différence des intensités l'activité résiduelle se détruit toujours suivant une loi

sensiblement exponentielle, correspondant à une constante de temps de 11,8 jours. Cette constante de temps paraît devoir s'identifier avec celle qu'a donnée jadis Godlewski pour l'actinium X (10,2 jours). L'écart assez grand entre les deux nombres rend nécessaire une nouvelle détermination directe, mais on a des raisons de croire que le nombre 11,7 est plus voisin de la vérité que celui de Godlewski.

Des expériences de M. Hahn, il résulte que l'activité résiduelle, si elle est sans rapport avec l'activité induite totale, augmente du moins très nettement avec le temps d'exposition (sans qu'il y ait proportionnalité). Tout se passe comme s'il se déposait sur un métal chargé négativement de faibles quantités d'actinium X à taux à peu près constant par unité de temps. Pour expliquer ce dépôt spontané d'actinium X on peut songer d'abord à un effet de volatilité, mais M. Hahn s'est assuré que l'actinium X n'est pas volatil même au rouge vif. On pouvait songer aussi à une émanation nouvelle qui viendrait se placer entre le radioactinium et l'actinium X, mais cette hypothèse a été également rejetée à la suite d'expériences où l'on accroissait artificiellement le *pouvoir émanant* des substances utilisées. L'explication vraie du phénomène résulte de la constatation faite par M. Hahn que l'intensité de l'activité résiduelle dépend essentiellement du potentiel employé. Elle est nulle sous potentiel nul ou positif, très marquée sous potentiel négatif. On est alors amené à penser que l'actinium X, au moment même de sa formation par désintégration du radioactinium est pour un motif ou un autre (perte d'électrons?) chargé positivement. Il suit alors comme les ions positifs les lignes de force du champ. Cette interprétation se trouve confirmée par le fait que l'activité résiduelle due au radioactinium, ne dépend nullement de sa teneur en actinium X, mais est par contre fortement modifiée par toute variation de distance des électrodes. Un seul point reste inexpliqué dans cette hypothèse, c'est la diminution très nette d'activité résiduelle qui résulte d'un chauffage à 70°-90°.

Quoiqu'il en soit, M. Hahn pense qu'il faut attribuer les nouveaux effets d'activation au recul de l'atome chargé à la suite de l'émission d'un corpuscule, recul à la suite duquel l'atome peut être capté par un champ électrique. Une vue de ce genre a été émise par Rutherford pour expliquer certains résultats paradoxaux obtenus en 1904 par Miss Brooks.

Léon Bloch.

Sur le parcours des particules α et l'ionisation totale qu'elles produisent. — S. J. Allen. (*Phys. Rev.* 27 - 1908 - 294 - 321). — La méthode qui semble la plus correcte pour mesurer le parcours des rayons α est celle de la chambre d'ionisation; les rayons émis par une couche active ionisent le gaz compris entre une toile métallique qu'ils traversent et un plateau placé parallèlement à quelques millimètres de la toile, le plateau et la toile étant à des potentiels différents. Quand l'ionisation cesse, c'est que les rayons α dont le parcours est le plus grand cessent d'atteindre la toile métallique.

Mais cette méthode n'est pas toujours applicable. Pour étudier, par exemple, la nature des produits radioactifs présents dans l'atmosphère on peut, comme le fait l'auteur, abandonner un fil métallique à l'air pendant un certain temps; il se recouvre d'une sorte d'enduit, qu'il soit chargé ou non; on essuie cet enduit avec un linge et on étudie la radioactivité de ce dépôt; la quantité de rayons α qu'il émet est évidemment trop faible pour que la méthode précédente soit applicable. La méthode employée par Allen consiste à étendre le dépôt sur la plaque inférieure d'un condensateur dont l'autre plateau est relié à l'électromètre. La plaque inférieure est portée à un potentiel suffisant pour saturer le courant entre les plateaux. A la même paire de quadrants de l'électromètre que le plateau supérieur, est relié l'un des plateaux d'un autre condensateur dont l'autre plateau est recouvert d'une couche d'uranium servant d'étalon. On règle les dimensions de la surface active au moyen d'un écran dont les déplacements sont mesurés avec précision de manière que le courant total reçu par l'électromètre soit nul. C'est donc une méthode de zéro.

Quand on écarte les deux plateaux le courant augmente puis atteint un maximum. Il était d'abord nécessaire de voir quelle relation existe entre le parcours maximum des rayons α émis normalement et la distance à laquelle le maximum du courant est atteint; il pourrait sembler au premier abord que ces deux quantités doivent être égales, comme l'indique la théorie sommaire donnée par Allen; mais l'expérience montre qu'il n'en est rien; le maximum du courant est atteint, quand la couche active est du radium en équilibre radioactif, pour une distance des plateaux sensiblement égale à la moitié du parcours total (7^{cm},1) des rayons α les plus pénétrants, ceux du radium C.

La cause de ce phénomène est que l'émission du rayonnement se fait en tous sens, au dessus de la couche active, car si l'on met au-dessus de cette plaque, entre les deux armatures du condensateur, une toile métallique et si on l'éloigne peu à peu de la couche active, ce qui supprime de plus en plus le rayonnement oblique, la distance pour laquelle le courant cesse d'augmenter, augmente elle-même et atteint 6^{cm}. Enfin si on remplace la toile métallique par un faisceau de tubes de verre de quelques millimètres de longueur et de 0,5 millimètre de diamètre, on constate le même phénomène en les éloignant de la couche active, et la distance pour laquelle le courant cesse d'augmenter atteint 7^{cm}.

L'auteur admet que, si l'on met sur le plateau inférieur du condensateur différentes matières actives, sans toile métallique au-dessus, les distances d'ionisation maxima sont proportionnelles aux parcours des rayons α émis par les différentes substances. Ses expériences sur le radium, l'oxyde d'uranium et l'oxyde de thorium, lui donnent sensiblement les mêmes nombres (à 4 ou 5 pour 100 près) que ceux qui ont été indiqués par Bragg (3^{cm},5 pour l'oxyde d'uranium, 5^{cm},7 pour celui de thorium).

Toutes ces expériences préliminaires permettent d'interpréter les mesures faites par la même méthode sur le dépôt dont se recouvre un fil abandonné à l'air et de conclure, que la radioactivité de l'atmosphère est due, pour une grande part, au radium C, mélangé souvent d'un peu d'oxyde de thorium et des autres produits de désagrégation du radium.

Louis Dunoyer.

Sur le nombre de particules β émises par le radium et leur absorption par la matière — Walter Makower (*Phil. Mag.*, 17-1909-171-180). — La source active employée est de l'émanation contenue dans un tube de verre à parois très minces A. Ce tube, placé dans le vide, est entouré d'un manchon de laiton F relié à un électromètre. Les rayons β arrêtés par ce manchon lui communiquent leur charge; les corpuscules secondaires qu'il émet à l'intérieur n'interviennent pas, puisque ce cylindre est sensiblement fermé et que ces corpuscules secondaires reviennent en majeure partie (à l'exception de ceux qui ont rencontré le tube de verre A).

Pour éliminer l'ionisation produite dans le gaz résiduel, on charge le tube contenant l'émanation soit positivement, soit négativement, et on prend la moyenne des mesures. Pour avoir le nombre de particules β émises par le

radium C, il faut tenir compte de l'absorption par le verre et déduire la charge des rayons β du radium B.

L'auteur étudie l'absorption des rayons β soit en mesurant la charge des rayons qui ont traversé des tubes de verre de différentes épaisseurs placés autour du tube A, soit en mesurant l'ionisation produite par les rayons β qui ont traversé différentes épaisseurs de verre. Les deux courbes coïncident et elles coïncident aussi avec la courbe obtenue par Schmidt pour l'aluminium. La dispersion seule ne peut expliquer ce résultat; certaines particules β sont arrêtées. Schmidt a étudié séparément l'absorption des rayons β du radium B par ce métal et en tenant compte de ces résultats, on en déduit, par extrapolation, le nombre de particules β émises par le radium B et le radium C. En admettant que les radiums B et C émettent le même nombre de particules β, on trouve que chacune de ces substances en équilibre avec un gramme de radium émet 5,0 10^{10} particules β par seconde, en adoptant la valeur de la charge atomique trouvée par Rutherford (4,65 10^{-10} U. E. S.). Le radium C en équilibre avec 1 gramme de radium émet 3,4 10^{10} particules α par seconde; il émet donc une ou deux particules β pour chaque particule α. M. Moulin.

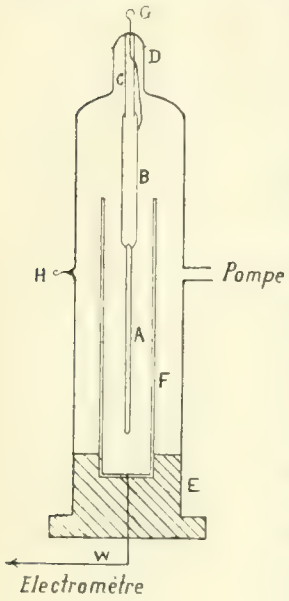


Fig. 1.

Ionisation

L'énergie cinétique des ions émis par les corps chauds. — O. W. Richardson. — (*Phil. Mag.*, **16** 1908-890-916). — L'auteur et M. Brown ont montré que les ions émis par les corps chauds possèdent des vitesses dont les composantes normales à la surface sont réparties suivant la loi de Maxwell. Les recherches présentes portent sur la composante de la vitesse parallèle à la surface.

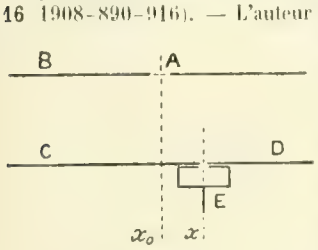


Fig. 1.

L'appareil employé est représenté figure 1. A est la lame de platine chaude; E, un cylindre de Faraday placé derrière une fente et que l'on peut déplacer. On mesure le rapport du courant reçu par E au courant total qui passe entre les deux plateaux B et C, pour différentes positions de E par rapport à l'axe Ax_0. Si tous les ions étaient émis normalement à la surface chaude, le cylindre E ne recevrait de charges que si la fente était dans l'axe Ax_0; en le déplaçant de part et d'autre, on verrait le courant varier brusquement puis s'annuler. Comme les ions sont émis avec une certaine vitesse tangentielle, le courant obtenu ne diminue que progressivement, et l'on peut déduire de la courbe de la variation du courant la loi de répartition des vitesses tangentielles entre les différents ions.

En établissant une différence de potentiel entre les deux plateaux, on peut étudier soit les ions négatifs, soit les ions positifs. L'auteur déduit de la théorie plusieurs méthodes de calcul. Les vitesses tangentielles sont, comme les vitesses normales à la surface, réparties suivant la loi de Maxwell. La constante R et l'énergie cinétique moyenne données par les courbes sont en bon accord avec les valeurs théoriques. M. Moulin.

Sur l'émission des électrons par les oxydes métalliques incandescents. — F. Jentzsch (*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, **10**-1908-398). — Richardson a donné, pour représenter les résultats de ses expériences sur l'émission d'électrons par les métaux chauffés la formule,

$$I = n\varepsilon\sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu}}\, e^{-\frac{\Phi}{RT}}$$

où I mesure la densité du courant de saturation à travers la surface du corps rayonnant, n le nombre des électrons par unité de volume du métal, ε et μ leur charge et leur masse, Φ le travail qu'effectue un électron en traversant la surface. Plus tard, Wehnelt trouva que la même formule s'applique au cas de la chaux. M. Jentzsch montre qu'elle est valable pour un grand nombre d'oxydes incandescents, et a mesuré les constantes n et Φ qui se trouvent dans le tableau suivant; $\sigma = \frac{\Phi}{\varepsilon}$ représente la différence de potentiel qui s'établit entre l'oxyde et le vide, lorsque l'état est stationnaire.

Oxydes	n	Φ Erg	σ volt
Ba O . .	20 000 000, 10^{10}	5,60.10 ^{12}	3,58
Sr O	21 000 000	6,04	3 87
Ca O	18 000 000	5,43	3,48
Mg O .	0,14	5,52	3,49
Be O	0,045	3,22	2.06
Y^2O^3 . . .	780	4,89	3,13
La^2O^3	29	5,10	3.26
Al^2O^3. .	0,27	5,02	3,21
$Zr O^2$ . . .	270	4,92	3.15
$Th O^2$. . .	1,5	4,79	3,06
$Ce O^2$. . .	82	5,00	3 20
Zn O . . .	0,015	4.72	3,02
Fe^2O^3	150	6,31	4,04
Ni^2O	1 200	6,89	4,41
Co O	2 200	6,69	4,28
Cd O	0,016	4.07	2,60
Cu O	0,00015	3,03	1,94

On voit que Φ et σ diminuent quand on descend dans la série de Volta; seuls les métaux magnétiques font exception. E. Bauer.

Sur les variations de température qui se produisent pendant l'émission d'électrons par les corps incandescents. — A. Wehnelt et F. Jentzsch (*Verh. der deutsch. phys. Ges.*, **10**-1908-605). — D'après la formule de Richardson (voir le compte rendu précédent), un corps de température T qui émet N électrons doit perdre une énergie :

$$E = N(\Phi + 2RT)$$

Si on place dans le vide un fil de platine recouvert de CaO et chauffé par un courant électrique, il émettra des électrons jusqu'à ce que son potentiel ait pris une valeur suffisante pour les arrêter. Mais si on le met brusquement en communication avec le pole négatif d'une pile, l'émission se fera d'une manière continue, il perdra de l'énergie et sa température devra s'abaisser. M. Wehnelt et Jentzsch ont pu mettre cet effet en évidence. Ils ont mesuré, non pas le refroidissement du fil, mais l'accroissement du courant de chauffe nécessaire pour maintenir constante sa résistance, c'est-à-dire sa température. Il faut opérer dans un vide élevé. En effet les électrons négatifs émis ionisent par leurs chocs les molécules du gaz, les ions positifs produits s'accélèrent dans le champ électrique, et viennent retomber sur le fil auquel ils communiquent leur énergie. La substance rayonnante est soumise de ce fait à un échauffement qui est supérieur au refroidissement dû à l'émission d'électrons, tant que la pression n'est pas très faible.

Cette ionisation par les chocs se produit encore dans les vides les plus élevés. C'est ce que les auteurs ont montré, d'une part en étudiant les courbes de saturation, d'autre part et plus directement en prenant comme cathode une lame de platine chauffée recouverte de CaO et percée de trous : les ions positifs formés dans le gaz passent à travers les trous et sont recueillis sur un plateau placé derrière la cathode, et mis en communication avec le sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre sensible.

Le nombre d'ions positifs produits par un nombre donné d'électrons semble croître quand la température de la cathode s'élève. E. Bauer.

Sur l'excès supposé d'électrisation négative produit par la pulvérisation de l'eau. — J.-C. Pomeroy (*Phys. Rev.*, 27 1908 492-501). En envoyant dans la grande chambre d'un électroscope (fig. 2) le mélange d'air et de fines gouttelettes provenant d'un pulvérisateur de Gouy (fig. 1), l'auteur constate d'abord, comme les autres expérimentateurs qui se sont occupés de la question[1], que l'électroscope accuse un excès de charges négatives, plus mobiles que les charges positives et disparaissant plus vite. La question est de savoir sous quelle forme se fait la déperdition constatée d'électricité positive.

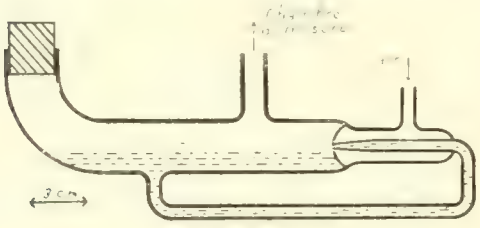


Fig. 1.

On emploie dans ce but un autre pulvérisateur dont le jet se fait dans l'atmosphère et au travers d'un petit trou percé dans une plaque métallique reliée au sol. Cette plaque empêche le retour de charges positives ou négatives sur le pulvérisateur, lequel est isolé et relié à l'électromètre ; celui-ci ne manifeste aucune charge.

L'auteur a eu l'idée de voir si l'électricité positive ne serait pas portée par les grosses gouttes. Sous l'orifice du pulvérisateur et la région occupée par le brouillard, il dispose un plateau métallique isolé, relié à l'électromètre. Ce plateau reçoit une charge *positive* progressivement croissante. Si on lui adjoint un plan métallique incliné, qui est rencontré par le courant d'air et les fines gouttelettes, la charge reçue par l'ensemble est négative, mais atteint lentement un maximum. L'auteur pense s'être assuré que le phénomène n'était pas dû à l'écrasement des gouttes sur la surface métallique (Lénard), en recouvrant cette surface d'une couche d'eau et en constatant que le phénomène ne change pas.

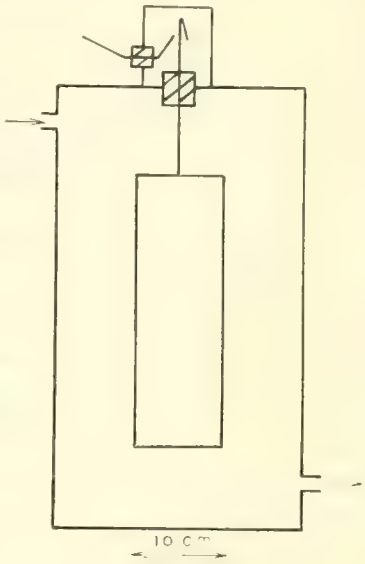


Fig. 2

Enfin l'expérience suivante semble plus concluante. Le jet du vaporisateur se fait dans un tube métallique formé de trois parties isolées les unes des autres (fig. 3), la première coudée et la dernière fermée par un tampon de coton de verre qui arrête les ions. En les réunissant toutes les trois ensemble à l'électromètre, on n'obtient aucune charge. En réunissant à l'électromètre la première seule, et les autres au sol, on obtient une charge positive, atteignant un maximum ; — en réunissant l'une ou l'autre des deux dernières à l'électromètre on obtient une charge négative. L'électricité positive semble donc bien liée d'une manière spéciale aux gouttes, du moins aux grosses gouttes, recueillies les premières par la paroi.

On peut se demander alors si les grosses gouttes ont bien un rôle spécial et si les charges positives ne seraient pas toutes portées par les gouttes grosses ou petites, et les charges négatives par des groupements de molécules d'air. Pour contrôler cette manière de voir, on fait passer le mélange d'air et de gouttes provenant du pulvérisateur de Gouy dans un tube de verre horizontal, où se trouve une électrode plane parallèle à son axe et dans lequel on peut mettre une couche d'acide sulfurique relié au sol. Au sortir de ce tube le courant gazeux se rend dans l'électroscope puis dans un hygromètre. On constate ainsi que *l'ionisation négative mesurée à l'électroscope n'est pas affectée par la présence de l'acide* tandis que *l'ionisation positive est diminuée de moitié*. Dans les deux cas l'acide abaisse beaucoup le point de rosée, mais d'une manière particulièrement marquée quand l'électrode du tube de verre est chargée positivement, auquel cas les charges positives sont sollicitées vers l'acide.

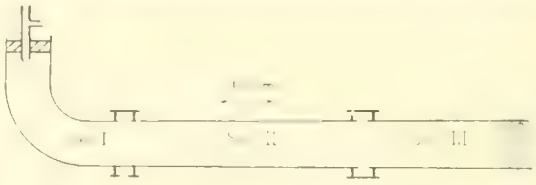


Fig. 3

Si l'on admet que les gouttelettes, si petites qu'elles soient, portent des charges positives, on s'expliquerait ainsi

1. Arrhenius, *Nuovo Cimento*, 4 1902 589. H. A. Wilson, *Phil. Mag.*, 1902. Eve, *Phil. Mag.* 1907 782.

la différence constatée entre les propriétés de condensation des ions des deux signes. Louis Dunoyer.

Rayonnements et potentiel explosif. — **G. Moreau** (*Journ. de Phys.*, IV-8-1909-16-35; 94-110). — L'auteur étudie l'action sur l'étincelle des rayonnements du radium, de la lumière ultraviolette et des gaz de la flamme; les observations sont relatives à l'abaissement du potentiel explosif mesuré par l'*intensité efficace* de la décharge dans le circuit du micromètre à boules entre lesquelles éclate une étincelle oscillante.

Voici les résultats de ce travail :

1° L'abaissement du potentiel explosif d'une étincelle oscillante peut être mesuré avec précision par la variation de l'intensité efficace de la décharge;

2° Le rayonnement du radium, la lumière ultraviolette ne modifient pas le caractère oscillatoire de l'étincelle. Ils abaissent notablement le potentiel explosif. L'abaissement croît avec l'intensité du rayonnement jusqu'à une valeur limite indépendante de la source active, mais variable avec la nature du métal des électrodes et du gaz diélectrique. Les gaz de la flamme abaissent également le potentiel explosif sans dépasser la même limite;

3° L'abaissement croît à mesure que la pression du gaz qui entoure les électrodes décroît, jusqu'à un maximum égal à l'abaissement limite. Aux faibles pressions, l'abaissement est faible;

4° Le radium agit par des rayons β les plus rapides;

5° L'orientation de la vibration de la lumière ultraviolette incidente est sans influence;

6° Les principaux résultats de cette étude sont expliqués par la théorie de l'ionisation par chocs des molécules de l'intervalle explosif. G. Danne.

Phénomènes cosmiques

Sur la densité de l'électricité libre dans les couches inférieures de l'atmosphère. — **A. Daunderer** (*Phys. Zeitschr*, **10**-1909-113-118). — Les mesures du gradient d'électricité atmosphérique ont été faites, suivant le principe indiqué précédemment par l'auteur[1], à l'aide de collecteurs à flamme en opérant par lectures différentielles. En même temps on mesurait les nombres d'ions présents à l'aide de trois aspirateurs d'Ebert, dont les deux premiers donnaient toujours des lectures concordantes, le troisième, de capacité beaucoup plus faible, fournissant aussi des indications plus faibles. On sait d'ailleurs que l'appareil d'Ebert ne renseigne que sur la teneur de l'atmosphère en petits ions, et laisse échapper les ions de faible mobilité, qui sont les plus abondants dans l'atmosphère. L'état hygrométrique était évalué au moyen d'un psychromètre.

Un premier résultat très net est la différence de toutes les grandeurs électriques en régime d'été et en régime d'hiver. Le gradient atmosphérique est plus petit en été qu'en hiver (152 volts au lieu de 194), l'amplitude de la variation diurne est beaucoup plus grande en été, la densité électrique est fortement positive en été, négative en hiver.

Les nombres d'ions E_+ et E_- sont en moyenne plus grands en été qu'en hiver. Leur rapport, généralement grand en été, se rapproche en hiver de la valeur normale du quotient des mobilités (1,2 environ). L'étude de l'influence exercée par la pluie, la rosée, les variations barométriques, conduit à confirmer l'hypothèse d'Ebert sur un dégagement d'émanation du sol. D'ailleurs les densités électriques mesurées ne sont pas en rapport avec la teneur mesurée de l'air en petits ions; elles indiquent bien, comme l'a montré Langevin, le rôle beaucoup plus considérable des gros ions.

L'allure de la variation annuelle du potentiel atmosphérique contraste singulièrement avec la marche de la température : le maximum est en février, le minimum devance un peu l'époque de chaleur maximum de l'écorce terrestre. La densité totale d'électricité ρ suit bien dans ses variations annuelles la courbe de la température, mais non celle de l'état hygrométrique. L'effet des courants de convection dans le sens vertical est considérable.

Léon Bloch.

Ionisation en vase clos. — **W. Strong** (*Phys. Rev.*, **28**-1909-144). — L'auteur a poursuivi ses recherches sur l'ionisation à l'intérieur d'électroscopes fermés. Entre autres appareils il a employé l'électroscope décrit dans un précédent mémoire[1]. La fuite a été mesurée, l'appareil étant placé dans un réservoir d'eau; dans les mêmes conditions, la fuite s'est montrée légèrement plus faible en septembre 1907 qu'en juillet 1908. Les appareils n'étant pas protégés, l'auteur a trouvé une variation diurne de la fuite avec un maximum à midi. Ainsi, après un an, l'ionisation naturelle dans l'électroscope est pratiquement constante.

Des expériences ont été faites pour voir si la lumière solaire directe affectait le courant d'ionisation à l'intérieur de l'électroscope; l'auteur a employé dans ce but un électroscope en verre, à électrode courbe. Le verre était enveloppé de fil métallique fin afin d'éliminer le phénomène d'induction électrique des corps extérieurs sur la feuille d'or. Les effets des courants d'air et l'action radiométrique est très importante mais on y a remédié en partie par une exposition à la lumière du soleil pendant plusieurs heures, suivie d'un séjour d'une heure dans une salle obscure. Les résultats ont montré que la lumière solaire directe n'augmente pas d'une quantité importante la valeur de la fuite. Gaston Danne.

Sur la radiation très pénétrante de l'atmosphère. — **Th. Wulf.** (*Phys. Zeitschr.* **10**-1909-152-157). — L'auteur s'est proposé de poursuivre systématiquement l'étude de la radiation très pénétrante, qu'il a commencée l'été dernier à Zermatt en collaboration avec Gockel[2]. Il y aurait grand intérêt à ce que cette étude soit faite dans les conditions les plus variées possible, car elle semble pouvoir donner des renseignements précis sur les variations de l'électricité atmosphérique. L'électroscope à fils de Wulf est parfaitement adapté pour ce genre d'études.

Cet instrument, représenté fig. 1, présente des avantages essentiels pour l'objet auquel il est destiné. La durée d'une lecture est très réduite, ce qui est indispensable lorsqu'on veut suivre les variations diurnes de la radiation très pénétrante. Le volume d'air utilisé est relativement grand, la capacité très faible, l'échelle graduée possède une étendue notable (160 divisions) et la sensibilité est grande.

Les fils de l'électroscope servent eux-mêmes de corps déperditeur. La capacité totale du système chargé est de la sorte réduit à 1,2 cm., et il serait possible de la réduire encore pour un appareil qui servirait aux usages de laboratoire et n'aurait pas à redouter les transports.

Le volume utile est de 2700 cm³. La [illegible]

1. *Phys. Zeitschr.* 8-281-1907. *Le Radium*, 4-1907-249.

1. *Le Radium*, 6-1909-26-27.

2. Voir *Le Radium*, [illegible] 1905.

d'un tambour de 17 cm. de diamètre et de 15 cm. de long. Elle est fermée latéralement par deux disques de zinc mince, auxquels on peut ajouter si l'on veut des plaques

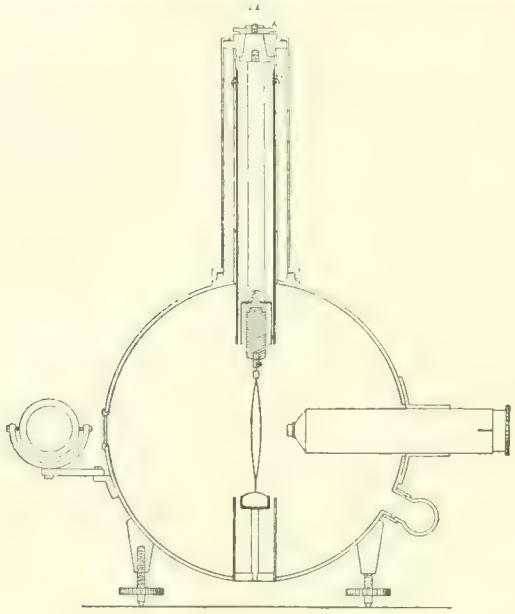


Fig. 1

absorbantes d'épaisseur variable. Deux ampoules à sodium servent à la dessiccation. Un bouton de torsion permet d'amener à volonté le plan des fils à être perpendiculaire à l'axe du microscope.

On a renoncé à éliminer la perte par les supports isolants (ambre) au moyen de l'artifice suggéré par C.T.R. Wilson, c'est-à-dire à l'aide d'un anneau de garde maintenu chargé au potentiel moyen des feuilles d'or. On a préféré munir l'appareil d'un dispositif permettant à chaque instant de mesurer la perte vraie par les supports. A cet effet on a remarqué que la perte totale Q est la somme de la perte A par les supports et de la perte par ionisation, laquelle est proportionnelle au volume. On a donc

$$Q = A + BV.$$

Si l'on réduit le volume de V à V_1, la perte devient Q_1 et l'on a :

$$Q_1 = A + BV_1$$

d'où $$B = \frac{Q - Q_1}{V - V_1} \qquad A = \frac{VQ_1 - QV_1}{V - V_1}.$$

Si V_1 est petit par rapport à V, $A = Q_1 - Q\frac{V_1}{V}$.

La réduction de volume se fait au moyen d'un tube métallique pouvant glisser dans une rainure et venant emprisonner complètement le système des fils. Quand le tube est baissé, la perte horaire baisse de 25 volts à 0,4 volt environ. Le volume V_1 est de 50 cm³ seulement. On voit que la perte par les isolants solides ne dépasse jamais 1,6 pour 100 de la perte totale. Si l'on tient compte que dans Q_1 il intervient d'ailleurs l'effet des rayons secondaires excités sur la paroi du tube par la radiation très pénétrante et l'effet propre des rayons α émis par la paroi (Campbell), on arrive à cette conclusion que la perte vraie par les isolants solides ne doit pas dépasser 0,12 volt ou 0,5 pour 100 de la perte totale. L'instrument, peu sensible aux variations de température, doit pourtant autant que possible être tenu à l'abri du rayonnement solaire direct.

Les observations ont été faites durant le mois d'octobre dernier à Valkenburg (Hollande). Elles ont donné comme premier résultat un parallélisme remarquable entre l'allure de la radiation très pénétrante et celle du potentiel atmosphérique. On sait que ce dernier présente un type d'hiver et un type d'été. En été on observe deux maxima vers 8-9 heures du matin et le soir, deux minima à midi et minuit. En hiver la dépression méridienne s'efface progressivement. C'est exactement l'allure qu'on a constatée pour la radiation très pénétrante. Le maximum du matin est reculé en hiver vers 10-11 heures, comme cela arrive pour le gradient atmosphérique. L'amplitude de la variation du matin est d'environ 16 pour 100, celle de la variation d'après-midi 10 pour 100 environ. Les nombres moyens correspondent à une production de 25 à 30 ions par centimètre cube et par seconde. Le mauvais temps a empêché de continuer les observations au delà de novembre.

L'expérience ayant montré que les indications de l'appareil varient avec le lieu, on a jugé bon de faire une série de mesures dans les carrières de craie du voisinage. Ces carrières sont creusées à une profondeur de 15 mètres, la température y est 11° C. et l'état hygrométrique 100.

En faisant alterner les lectures en plein air et les lectures dans les carrières, on a mis en évidence d'une façon régulière une *diminution* d'au moins 42 pour 100 dans l'intensité de la radiation pénétrante lorsqu'on passe de la surface au fond. Si l'on compare ce résultat à celui qui a été observé par Elster et Geitel dans une mine de sel gemme et à celui de Gockel et Wulf dans le tunnel du Simplon, on arrive à cette conclusion que les couches terrestres, d'une part, font écran à la radiation très pénétrante, d'autre part émettent une semblable radiation. Selon que l'un ou l'autre des effets prédomine, on constatera une diminution ou une augmentation d'ionisation quand on s'enfonce dans le sol. Il semble qu'il y ait là un moyen direct d'étudier la radioactivité des couches rocheuses et peut-être aussi d'arriver à décider s'il y a parallélisme entre le gradient de température et la teneur en substances radioactives à l'intérieur du sol.

Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultra-violets d'étincelles oscillantes, par **E Néculcéa**. (22 - 28), 220 p., 6 pl., A. Hermann, éditeur, Paris. Prix : 12 fr. 1908.

Il y a différentes façons de faire usage du spectroscope ou du spectrographe, en général on se préoccupe d'autant moins de la perfection de son appareil que l'on a besoin de moins de précision, et que l'on désire être renseigné plus rapidement sur un spectre quelconque, suffisamment caractéristique pour ne permettre aucune erreur à l'observation d'ensemble.

Au contraire, pour les spécialistes de la spectroscopie, ou

plutôt, en cette circonstance, de la spectrographie, il ne s'agit pas généralement d'observations volantes, mais de déterminations précises devant le plus souvent faire foi dans quelque exposé de recherches particulières, soit dans des travaux d'optique, soit dans des déterminations de spectres types d'éléments.

C'est surtout aux chercheurs de cette dernière catégorie que ce livre peut s'adresser, car il développe la théorie, très complète, et permettant la meilleure utilisation des appareils spectraux particulièrement destinés à l'étude de l'ultra-violet, partie du spectre qui est généralement la plus riche en raies.

L'auteur ne s'en tient pas cependant à la théorie pure, une partie très importante de son livre est réservée aux questions pratiques de réglage des appareils, ainsi qu'à l'étude des sources lumineuses; un certain nombre de planches, reproduction de spectrogrammes originaux, aide à suivre très clairement les méthodes de recherche du minimum de déviation, de mise au point moyenne, d'étude des effets de la self-induction sur les spectres d'étincelle, etc. Cette partie est très détaillée techniquement, et l'on peut dire que rien n'a été oublié des prescriptions nécessaires à suivre pour obtenir le meilleur rendement lumineux et la plus grande précision dans l'étude et la mesure du spectrogramme.

La dernière partie de l'ouvrage est intitulée : « Action de la self-induction sur l'émission spectrale des étincelles dans la partie extrême ultra-violette des spectres métalliques ». Nous arrivons ici à un travail original des plus intéressants, et qui est, pour la partie ultra-violette du spectre, la suite de celui déjà réalisé par M. Hemsalech pour la partie visible. L'étude expérimentale de cette question, étude dont les procédés d'expérimentation sont décrits tout au long en même temps que les résultats, nous montre en résumé que pour les métaux suivants observés : Cd, Zn, Ta, Pb, Bi, Sn, Sb, Cu, Ag, T et Fe, la self-induction agit d'une manière particulièrement intense dans la région extrême ultra-violette. Les effets observés, sur lesquels nous ne pouvons nous étendre font l'objet de plusieurs tableaux détaillés dont le nombre correspond à celui des métaux ci-dessus mentionnés. **L. Matout.**

Traité de physique, par **O. D. Chwolson** (Traduction E. Davaux). Tome I, fasc. 3. *L'état liquide et l'état solide des corps*, 312 p., 136, fig. (16 × 25) (A. Hermann, éd., Paris, 1907) Prix : 12 fr.

Dans la première partie du fascicule se trouve étudié l'état liquide. Après un chapitre d'introduction, les diverses propriétés physiques des liquides sont successivement examinées (densité, compressibilité, tension superficielle, phénomènes d'adhérence et phénomènes capillaires, solubilité des solides et des liquides, diffusion des liquides, osmose). Deux chapitres sont consacrés l'un au frottement intérieur, l'autre au mouvement des liquides. Dans ce dernier chapitre, après des notions d'hydrodynamique que le traducteur a exposées avec quelques développements mathématiques destinés à permettre au lecteur d'aborder plus facilement la lecture des mémoires originaux, on trouvera une étude des vennes liquides, une autre sur les ondes dans les liquides, un exposé sommaire de la théorie des tourbillons, enfin un paragraphe intéressant sur la résistance au mouvement des carènes et sur l'étude des formes à leur donner. Un chapitre nouveau a été introduit dans l'édition française il a trait à l'état colloïdal. MM. V. Henri et A. Mayer, à qui la rédaction en a été confiée avaient pour guides dans ce travail leur expérience personnelle et leur connaissance de l'abondante littérature amassée sur ce sujet depuis quelques années. On ne peut que féliciter les éditeurs d'avoir songé à traiter cette question qui n'entrait pas dans le plan primitif de l'ouvrage, malgré la difficulté que présente l'exposition un peu rapide d'un sujet en pleine évolution.

L'étude des corps solides qui occupe la deuxième partie du fascicule est divisée en 4 chapitres : propriétés générales des solides cristallisés; — densité; déformation traction et compression, torsion, flexion, élasticité) — frottement (intérieur et contre d'autres corps) et choc des solides.

On retrouvera dans ce fascicule les mêmes caractéristiques que dans les précédents : une bibliographie assez complète, des développements mathématiques peu abondants, d'une part, et, d'autre part, une description un peu brève des dispositifs expérimentaux souvent accompagnée d'ailleurs de figures simples, mais suffisantes, un soin louable de préciser les diverses grandeurs étudiées par différents théoriciens ou expérimentateurs et les relations qu'elles ont entre elles. Le livre doit à ces qualités d'être particulièrement propre à l'étude rapide et un peu sommaire des questions qui y sont traitées et d'être une excellente introduction à la lecture des mémoires.

H. Mouton.

Traité de Physique, par **O. D. Chwolson**, t. II, 4e partie. *L'état gazeux des corps* (1906), 559 p. (16×25), (A. Hermann, éditeur, Paris). Prix : 6 fr.

Cette partie du Traité de Chwolson présente les mêmes qualités que le reste de l'ouvrage : elle est claire, complète et au courant des travaux récents. Elle traite de la densité et de la compressibilité des gaz, des baromètres, manomètres, machines pneumatiques, des lois de la solubilité, de la théorie cinétique des gaz et de la diffusion. C'est un répertoire consciencieux et utile. **L. Bloch.**

Mémoires de l'Observatoire de l'Èbre. — La section magnétique, par le **P. E. Merveille** (Édition française (22 × 29) 74 p., (Gustavo Gili, éditeur, Barcelone, 1908).

Grâce à sa situation géographique privilégiée, et loin de tout centre industriel pouvant être une cause de perturbation dans les mesures ou une source d'impuretés atmosphériques, l'Observatoire a pu, tout en contribuant à l'établissement de la carte magnétique d'Espagne, continuer l'étude déjà commencée en 1907 [1], de la connexité existant entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques terrestres.

L'existence simultanée de ces deux phénomènes est aujourd'hui constatée par une trop longue série d'observations pour pouvoir laisser un doute sur leur rapport intime, bien que rien n'ait pu encore déceler le mécanisme de ce rapport. Il semble évident, cependant, que par l'importance des masses mises en mouvement le phénomène des perturbations de la surface solaire doive être prépondérant et par conséquent considéré comme la cause initiale de perturbations magnétiques pouvant avoir une influence sur le champ terrestre. Les auteurs de ces travaux ont actuellement en projet une autre série d'observations ayant pour but de déterminer quelle peut-être, pendant les perturbations, l'influence de l'étendue de la zone d'activité, de son degré d'activité et sa position par rapport à la Terre. MM. Cicera et Balcells espèrent avec ces données contribuer à élucider le rapport inconnu entre ces curieux phénomènes terrestre et solaire.

Regrettons en terminant que l'importance des travaux exposés dans ce fascicule ne nous permettent pas d'en aborder le détail. **L. Matout.**

1. *Comptes rendus*, **144** (1907-9) *Le Ba*[illegible] 4 [illegible] 512.

Jahrbuch für Photographie und Reproduktiontechnik, par **J. M. Eder** (22e année), 12 × 19, 751 pages avec planches hors texte (W. Knapp, éditeur, Halle a. S. 1908. Prix : M. 8).

L'ouvrage contient un grand nombre de contributions originales et de revues générales, relatives aux sciences photographiques et à leurs applications à la physique, à l'astronomie et aux procédés photomécaniques. Le lecteur y trouvera sur ces sujets, beaucoup de renseignements utiles, bien classés et faciles à retrouver, grâce à de bonnes tables des matières et à un index bibliographique des travaux allemands et étrangers. L'ouvrage se termine par une série de planches hors texte obtenues par des procédés photomécaniques divers; quelques-unes d'entre elles sont d'une exécution particulièrement remarquable.

Essai sur la notion de théorie physique de Platon à Galilée, par **Pierre Duhem**. (16 × 26), 140 pages. A. Hermann, Paris, 1908. Prix : 5 francs.

Ce volume comporte les sept chapitres suivants : I. La science hellénique. II. La philosophie des Arabes et des Juifs. III. La scolastique chrétienne du moyen âge. IV. La Renaissance avant Copernic. V. Copernic et Rhaeticus. VI. De la préface d'Osiander à la réforme grégorienne du calendrier. VII. De la réforme grégorienne du calendrier à la condamnation de Galilée.

La seule indication des titres de ces chapitres indique l'intérêt philosophique qui s'attache à cette étude historique de l'évolution des idées sur la conception des phénomènes cosmiques envisagés soit au point de vue mathématique, soit au point de vue de la physique, et sur les rivalités latentes, ou plutôt les difficultés de concordance des hypothèses des deux systèmes.

Le dernier chapitre est particulièrement intéressant et suggestif; il nous révèle comment, au moment où l'étude des phénomènes astronomiques rapproche de plus en plus nos connaissances de la vérité scientifique avec Galilée, le Saint Office sait faire respecter la vérité religieuse de l'immobilité de la Terre révélée par les Saintes Ecritures.

En résumé, la documentation très large, et les nombreuses citations textuelles des savants astronomes de l'époque intermédiaire entre Platon et Galilée, donnent à cette œuvre un intérêt historique très grand des progrès de l'Astronomie. **L. Matout.**

La dégradation de l'énergie, par **B. Bruhnes**, 12 × 18, 594 pages (E. Flammarion, éditeur, Paris). Prix : 3 fr. 50.

C'est l'exposé de l'état actuel du problème de l'énergie. Pour l'auteur, l'idée de dégradation de l'énergie doit être substituée à celle de conservation de l'énergie. Ce livre, comme la plupart de ceux de la bibliothèque de Philosophie scientifique, est d'une lecture facile.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

L'indication bibliographique du périodique comprend la série en chiffres romains, le tome en chiffres gras, l'année en chiffres ordinaires. Les deux dernières nombres se rapportent aux pages extrêmes du mémoire.

Clos le 15 Mars 1909.

RADIOACTIVITÉ

P. Edgerton. — Radium in the earth. *Nature*, **79**-1909-541.

A. Lacroix. — Sur quelques minéraux radioactifs de Madagascar. *Bull. Soc. Fr. Minér.*, **31**-1908-512-514.

A. Schmidt. — Radioactivité dans le Fichtelgebirge. *Zeitschr. f. Anog. Chem.*, **21**-1908-2568-2569.

H. Bamberger. — Sur la radioactivité des sources du Tyrol. *Monatshefte f. Chem.*, **29**-1908-547-552.

H. Schlundt. — Détermination électroscopique du radium présent dans quelques dépôts de tuf des sources chaudes de l'Arkansas. *Chem. News*, **98**-1908-199-200.

L. Haitinger et **K. Ulrich.** — Rapport sur le traitement des résidus de la pechblende. *Monatshefte f. Chem.*, **29**-1908-485-496.

R. W. Boyle. — Absorption de émanations radioactives par charbon. *Journ. of phys. Chem.*, **12**-1908-484-506.

G. Costanzo. — Ueber die Natriumemanation. *Deutsch. phys. Gesell.*, **10**-1908-854-857.

Otto Hahn et **Lise Meitner.** — Eine neue Methode zur Herstellung radioaktiver Zerfallsprodukte. Thorium D, ein Umwandlungsprodukt des Thoriums. *Deutsch. Phys. Gesell.*, **11**-1909-55-62.

W. Ramsay. — Die edlen und radioaktiven Gase. *Hand. der Jahrgesellschaft*, Leipzig, 1908.

Ch. E. Guillaume. — Les états de la matière. *Bull. Soc. Astronomique de France*, Janv. 1908.

N. Beketow. — Sur l'énergie des éléments. *J. d. russ. phys.-chem. Ges.*, **40**. *Sect. Chim.*, 1908-460-465.

W. Dorodowski. — Sur l'énergie du radium. *J. d. russ. phys.-chem. Ges. Sect. chim.*, **40**-1908-460-465.

RADIATIONS

Foix. — Sur le rayonnement de l'oxyde de cérium. *Comptes rendus*, **148**-1909-92-94.

Fr. Schwietring. — Beiträge zur Kenntnis der partiellen und der totalen Reflexion des Lichtes an durchsichtigen inaktiven Kristallen (*N. Jahrb. f. Min. Beil.-Bd.*, **26**-1908-296-380).

H. S. Uhler. — On the deviation of rays by prisms. *Amer. Journ. Sc.*, IV **27**-1909-223-228.

K. Angstrom. — Einige fundamentale Satze betreffs der Absorption und der Absorptionsspektren der Gase. *Arch. Math. Astron. u. Phys.*, **4**-1908-1-15.

E. v. Bahr. — Über die Einwirkung des Druckes auf die Absorption ultraroter Strahlung durch Gase. *Diss. Upsala*, 1908-125.

R. Ladenburg et **Stanislaw Loria.** — Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs. *Deutsch. phys. Gesell.*, **10**-1908-858-866.

Stanislas Loria. — Untersuchungen über die Dispersion des Lichtes in Gasen. I. Die Dispersion des Acetylens und Methans. *Bull. Ac. Sc. Cracovie*, 1908-1059-1067.

H. Rumpelt. — Über Doppelbrechung in Metallschichten. *Ann. d. Phys.*, IV **28**-1909-621-650. (Suite.)

Le Gérant : Pierre Augel.

65955. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur le dépôt de la radioactivité induite du radium

Par A. DEBIERNE

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie).

Les renseignements que nous avons actuellement sur le mécanisme du dépôt de la radioactivité induite sont encore peu nombreux.

Cependant deux faits très importants ont été mis en évidence il y a déjà longtemps. 1° L'intensité de la radioactivité induite déposée sur une lame plongée dans l'émanation, ne dépend pas seulement de la concentration de cette émanation, elle dépend aussi de l'épaisseur de la couche de gaz chargé d'émanation, qui se trouve devant la lame[1]. 2° L'intensité de l'activité induite est influencée par l'action d'un champ électrique, les lames chargées négativement reçoivent un dépôt plus important de radioactivité induite que les lames chargées positivement[2].

Je me suis proposé, dans ce travail, d'étudier la manière dont se dépose l'activité induite sur des lames métalliques en l'absence de champ électrique.

Étant données les théories actuelles des transformations radioactives, on peut imaginer assez facilement quel peut être le mécanisme du dépôt de la radioactivité induite.

Nous savons que l'émanation du radium est un gaz qui n'est pas sensiblement absorbé par les parois métalliques. Ce gaz se détruit en produisant le radium A qui se dépose sur les parois solides et n'est alors volatil qu'aux températures élevées. Au radium A succèdent le radium B et le radium C qui se déposent également sur les parois solides et ne se volatilisent aussi qu'à de très hautes températures.

Les transformations de l'émanation en radium A et du radium A en radium B, se font avec départ d'une particule α. Au moment de la transformation, la particule α est lancée avec une grande vitesse qui lui permet de parcourir un espace assez grand dans l'air; on pourrait donc penser que les particules de radium A et de radium B sont également lancées avec une vitesse assez grande et qu'elles peuvent avoir un certain parcours dans l'air. Par suite de cette projection les particules de radioactivité induite placées à une certaine distance d'une lame peuvent ainsi l'atteindre et s'y fixer. D'autre part, les particules d'activité induite qui n'arrivent pas jusqu'à la lame par la projection initiale, peuvent cependant l'atteindre à la suite d'une diffusion. Si la lame se comporte vis-à-vis des particules d'activité induite comme un corps absorbant, la concentration en activité induite dans le gaz est nulle contre la lame et il s'établit un courant de diffusion vers celle-ci. Des particules placées au sein du gaz peuvent ainsi venir diffuser vers la lame et être absorbées par elle.

Ces phénomènes de projection et de diffusion des particules d'activité induite ont donc pour effet de permettre à des particules placées à une certaine distance de la lame d'atteindre cette lame et d'y être absorbées. Le nombre des particules absorbées ne dépendra donc pas seulement de la concentration de l'émanation et des particules d'activité induite, mais dépendra aussi de l'épaisseur de la couche de gaz placée devant la lame. Si dans un gaz chargé d'émanation on a une série de lames disposées parallèlement à des distances différentes, la quantité d'activité induite recueillie sur les lames devra dépendre de la distance qui sépare les lames; les lames les plus écartées devront être les plus actives. C'est ce qui a déjà été constaté expérimentalement (Curie et Debierne).

On peut chercher à déterminer la loi suivant laquelle doit varier l'activité induite sur une lame, lorsque l'on fait varier l'épaisseur de la couche de gaz chargée d'émanation qui est placée devant elle. J'examinerai d'abord le cas où l'on suppose que le phénomène de projection se produit seul, puis celui où le phénomène de diffusion se produit seul, enfin je donnerai les raisons théoriques et expérimentales qui font penser que c'est le second phénomène qui doit être de beaucoup le plus important.

Pour simplifier les calculs je considérerai seulement le dépôt du radium A. Je supposerai qu'au moment de sa formation, qui a lieu avec départ d'une particule α, le radium A est projeté avec une vitesse telle qu'il a un parcours déterminé dans l'air comme la particule α[1].

1. Curie et Debierne, *C. R.*, 1904.

2. Rutherford, *Phil. Mag.*, 1900.

3. J'ai cru observé autrefois (*C. R.*, 1905) une action du champ magnétique sur le dépôt de l'activité induite de l'actinium. Mais je n'ai jamais pu obtenir de résultats réguliers et cette action du champ magnétique dans les conditions où j'opérais, me paraît aujourd'hui tout à fait incertaine. Les différences d'activité observées sont peut-être dues à de faibles courants gazeux.

1. Comme on le verra plus loin, ce parcours dans l'air à la pression atmosphérique doit être très petit mais [illegible] pression il pourra atteindre une valeur assez grande.

Soit deux lames parallèles indéfinies MN (fig. 1) plongées dans l'émanation de concentration uniforme. Cherchons quel est le nombre de particules A qui atteindront par projections, dans un intervalle de

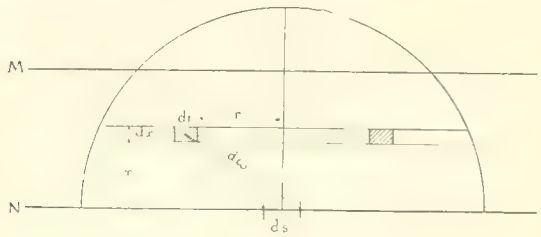


Fig. 1.

temps déterminé, un élément ds de la surface de la lame N. Si le parcours du radium A est l, tous les atomes d'émanation qui pourront envoyer du radium A sur l'élément de surface considéré, seront situés à l'intérieur d'une sphère de rayon l ayant ds pour centre. Le nombre de particules A envoyées sur ds par un élément de volume dv sera proportionnel au volume dv, à la concentration n de l'émanation, à l'angle solide dw sous lequel on voit l'élément ds des différents points de l'élément dv, et à un coefficient k déterminé par la loi de destruction de l'émanation. Dans une tranche d'épaisseur dx, située à une distance x de la lame à l'intérieur de la sphère, considérons une couronne de rayon r, de largeur dr et d'épaisseur dx. Le volume de cette couronne sera $2\pi r dr dx$ et de tous les points situés à l'intérieur de la couronne on verra l'élément ds sous le même angle dw.

$$dw = \frac{x\,ds}{(x^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Le nombre de particules A envoyées par seconde de la couronne considérée à l'élément ds est

$$\frac{2\pi k n x\, r\, dr\, ds\, dx}{(x^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Le nombre de particules envoyées par toute la tranche d'épaisseur dx est

$$2\pi k n x\, ds\, dx \int_a^{\sqrt{l^2 - x^2}} \frac{r\, dr}{(x^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}} = 2\pi k n x\, ds\, dx \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{l}\right)$$

et pour toutes les particules reçues lorsque les deux lames sont à une distance a on a

$$2\pi k n\, ds \int_0^a \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{l}\right) x\, dx = 2\pi k n\, ds \left(a - \frac{a^2}{2l}\right)$$

$2\pi k n \left(a - \frac{a^2}{2l}\right)$ représente le nombre de particules A envoyées par seconde sur l'unité de surface de lame, pour un écartement a entre deux lames parallèles indéfinies.

La quantité de radium A qui existe sur la lame est toujours proportionnelle à la quantité reçue par seconde.

L'activité induite projetée sur une lame sera donc donnée par l'équation

$$I = K' n \left(a - \frac{a^2}{2l}\right).$$

Dans cette équation K' est un coefficient qui dépend de la surface de la lame et du temps d'exposition, n représente la concentration de l'émanation, a l'épaisseur de la couche d'émanation placée devant la lame, l le parcours de la particule A.

La courbe qui donne la variation de l'activité des lames en fonction de la distance a est une parabole. L'activité des lames augmentera jusqu'à ce que $a = l$. A partir de cette distance le volume utilisé n'augmentera plus et l'activité restera constante.

On voit, d'après cette équation, que les ordonnées sont proportionnelles à la concentration en émanation. Mais la forme de la courbe ne dépend pas de cette concentration ; la limite sera atteinte à la même distance quelle que soit la concentration. On remarquera aussi que quoique l'activité induite existant à un moment donné dépende de la loi de destruction du dépôt actif, la forme de la courbe ne dépend pas de cette loi, elle dépend seulement du parcours.

Si l'on remplace l par le parcours de la particule α, l'équation donne le nombre de particules α provenant de l'émanation et reçues par les lames.

La projection du radium B et du radium C pourrait être étudiée de la même manière ; cependant il y aurait une complication par suite de la distribution non uniforme des particules du radium A et du radium B.

Si l'on suppose que le parcours de la particule A est trop petit pour que le phénomène de projection intervienne notablement dans le dépôt de la radioactivité induite, (et c'est ce qui paraît le plus probable lorsque l'on opère dans l'air à la pression atmosphérique) alors les particules A ne peuvent atteindre deux lames parallèles indéfinies qu'après une diffusion dans l'air. On peut encore déterminer dans ce cas quelle est l'influence de l'épaisseur de la couche gazeuse placée devant les lames, en supposant que celles-ci se comportent vis-à-vis du radium A comme des corps absorbants parfaits, c'est-à-dire en supposant que la concentration en particule A est nulle au voisinage immédiat des lames. Les particules A qui se produisent continuellement au sein du gaz diffusent vers la lame et en même temps un certain nombre d'entre elles se détruisent et se transforment en radium B qui lui-même pourra diffuser vers la lame et ainsi de suite.

Pour simplifier, je ne considérerai encore que le dépôt du radium A. Au bout d'un certain temps il va s'établir dans le gaz un régime de diffusion du radium

A, et à l'état de régime dans chaque portion de gaz la production continue du radium A (que l'on peut supposer constante étant donnée la décroissance très lente de l'émanation) est compensée par la destruction spontanée et par le départ d'un certain nombre de particules par suite du mouvement de diffusion vers les lames.

Soit une couche gazeuse d'épaisseur dx parallèle aux lames et située à une distance x de l'une d'elles. Si q représente le nombre de particules A produites par seconde et par unité de volume, le nombre de particules A produites par unité de temps dans un élément de volume $ds\,dx$ sera $q\,ds\,dx$. Si n est la concentration en particules A à l'état de régime dans la couche considérée, le nombre de particules qui disparaissent par suite de la destruction spontanée sera égal à $-\lambda n\,ds\,dx$.

Enfin si $\frac{dn}{dx}$ représente la variation de la concentration suivant la direction x et D le coefficient de diffusion du radium A, $D\frac{d^2n}{dx^2}ds\,dx$ représentera l'excès du nombre de particules qui entrent sur celles qui sortent dans la couche de gaz considérée.

L'état de régime sera caractérisé par l'équation

$$D\frac{d^2n}{dx^2}+q-\lambda n=0$$

équation dont la solution générale est de la forme

$$\lambda n-q=c_1e^{m_1x}+c_2e^{m_2x}$$

on voit immédiatement que

$$m_1=+\sqrt{\frac{\lambda}{D}}\quad\text{et}\quad m_2=-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}$$

les constantes c_1 et c_2 sont déterminées par les conditions suivantes :

$$n=0\ \text{pour}\ x=-a\ \text{et pour}\ x=a$$

a étant la distance entre les lames, on en déduit

$$c_1=\frac{q}{1+e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}\qquad c_2=\frac{-qe^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}{1+e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}$$

et

$$n=\frac{q}{\lambda}\left(1-\frac{e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}x}}{1+e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}-\frac{e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}x}}{1+e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}\right).$$

Cette équation représente la loi de distribution du radium A entre 2 lames parallèles indéfinies ayant entre elles un écartement a.

La quantité de radium A qui se dépose sur l'unité de surface de la lame dans l'unité de temps est déterminé par le nombre de particules qui traversent dans le même temps une couche infiniment voisine par suite de la diffusion. Ce nombre est égal à

$$D\frac{dn}{dx}\ \text{pour}\ x=0\ \text{ou}\ x=a.$$

La quantité de radium A sur l'une des lames sera toujours proportionnelle à cette quantité. A l'équilibre la quantité apportée par la lame sera compensée par la destruction spontanée.

On aura : $\lambda I=D\left(\frac{dn}{dx}\right)_{x=a}$

$$\text{pour}\quad x=0,\ \frac{dn}{dx}=\frac{q}{\lambda}\sqrt{\frac{\lambda}{D}}\cdot\frac{e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}-1}{1+e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}.$$

on a donc

$$I=\frac{Dq\sqrt{\frac{\lambda}{D}}}{\lambda^2}\cdot\frac{e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}-1}{1+e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}=k\,q\,\frac{e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}-1}{1+e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D}}a}}.$$

On voit que l'activité induite sur la lame est proportionnelle à la production du radium A et par conséquent à la concentration de l'émanation, mais ici encore la forme générale de la courbe est indépendante de cette concentration.

Pour tracer la courbe représentative il faut donner une certaine valeur à D le coefficient de diffusion du radium A. Ce qui paraîtrait le plus raisonnable c'est de supposer que ce coefficient est très voisin de celui de l'émanation du radium, puisque l'atome de radium A, d'après les théories actuelles, doit être un peu plus petit que celui de l'émanation mais très peu différent.

La courbe I de la figure 2 a été obtenue en posant $D=0,1$ et $\lambda=5,8\ 10^{-5}$. On voit que cette courbe

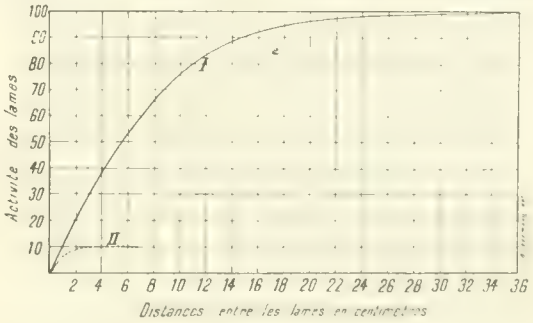


Fig. 2.

I. Courbe théorique obtenue en partant de l'hypothèse de la diffusion du radium A.
II. Courbe expérimentale.

tend vers une limite qui n'est atteinte que pour $a=\infty$, mais la courbe est assez rapprochée de cette limite pour des distances mesurables. Ainsi pour $a=20$ centimètres la différence avec l'ordonnée limite est de 5,5 pour 100; pour 25 centimètres, elle est

de 1,5 pour 100; pour 30 centimètres elle est seulement de 0,5 pour 100. Ce qui fait que pratiquement la limite serait atteinte pour 25 ou 30 centimètres. La courbe construite avec la constante du radium B donnerait pratiquement la limite pour une distance de 50 à 60 centimètres.

Si l'on admet qu'il y a d'abord projection des particules radioactives, puis diffusion vers les parois on aboutira à des formules très compliquées et le calcul pourra même n'être plus possible. Cependant on voit très bien dans quel sens la courbe précédente serait modifiée. La projection d'une particule A lui permet de venir sur la lame seulement si la distance est moindre que le parcours, la diffusion s'ajoutant à la projection, la distance d'où peut provenir la particule A va augmenter du chemin qu'elle peut franchir par diffusion avant de se transformer en radium B. Celui-ci subit d'abord une projection, puis une diffusion et si la particule d'activité induite ne peut pas atteindre la lame sous forme de radium A, elle l'atteindra sous forme de radium B et alors elle pourra provenir d'un atome d'émanation situé à une distance plus grande. Le dépôt sous forme de radium C pourra, par le même mécanisme, provenir d'une distance encore plus grande. Finalement la limite ne devrait être atteinte pratiquement qu'à une distance de l'ordre du mètre, même si le phénomène de projection est négligeable.

Avant de décrire les expériences, j'indiquerai encore quelles sont les raisons qui font penser que le phénomène de projection sur les lames est très peu important dans les conditions ordinaires, c'est-à-dire dans l'air à la pression atmosphérique.

Si l'on suppose que la transformation d'un atome d'émanation consiste dans la séparation en deux fragments, la particule α et la particule A, et que la quantité de mouvement est la même en valeur absolue pour les deux particules, on peut en déduire, avec les théories actuelles, que la vitesse de la particule A est environ 1/50 de la vitesse de la particule α, et que son énergie cinétique est également la 1/50e partie de l'énergie cinétique de la particule α.

La vitesse de la particule A est ainsi beaucoup plus grande que la vitesse moyenne des molécules d'air (environ 500 fois plus grande). Cependant, si l'on calcule approximativement le nombre de chocs nécessaire pour amener cette vitesse à être seulement 10 fois plus grande que la vitesse moyenne des molécules d'air, en supposant des chocs élastiques ordinaires, on trouve que ce nombre de chocs n'est pas très grand et que le chemin parcouru dans l'air est alors seulement de l'ordre du 1/100e de millimètre. D'autre part, comme l'a déjà montré M. J.-J. Thomson, la diminution de vitesse des particules α devrait être beaucoup plus rapide que celle qui est constatée expérimentalement, si les chocs avec les molécules de gaz étaient des chocs ordinaires, c'est-à-dire si la loi d'action entre la particule α et la molécule gazeuse était la même que celle qui est admise dans la théorie cinétique des gaz. La faible diminution de vitesse d'une particule α pendant son parcours dans un gaz est vraisemblablement due à la présence de la charge électrique de la particule, et si la particule A était chargée au moment où elle est projetée, il pourrait peut-être en résulter un parcours beaucoup plus grand que celui indiqué précédemment. Cependant, pour que la diminution de vitesse d'une particule chargée sous l'influence des chocs soit faible, une grande vitesse semble nécessaire, puisque non seulement la particule α n'ionise plus lorsque sa vitesse est encore 40 pour 100 de sa vitesse initiale, mais encore, comme l'a montré M. Duane, la charge de la particule ne peut plus être mise en évidence au delà du parcours déterminé par l'ionisation.

Cette discussion montre qu'il est difficile de décider *a priori* si les particules radioactives ont des parcours notables, quoiqu'un parcours très petit soit le plus probable.

Certains faits montrent que le phénomène de projection existe réellement. Ainsi Miss Brooks a indiqué autrefois qu'une lame fraîchement activée laisse échapper dans l'air des particules B. Comme le radium B n'est pas volatil à la température ordinaire, on ne peut expliquer ce fait que par la projection initiale des particules B au moment de la destruction du radium A. Un phénomène identique a été constaté par M. Hahn et Mlle Lise Meitner dans la formation de l'actinium X et du radium C.

J'ai cherché par une expérience directe à voir si la projection du radium B par une lame activée était suffisante pour faire parcourir à la particule B une distance mesurable avec une grande vitesse. Pour cela j'ai placé une lame métallique à une petite distance (environ 1 millimètre) d'une autre lame fraîchement activée, c'est-à-dire ayant encore une forte proportion de radium A. Pour ne recueillir sur la lame inactive que des particules ayant une vitesse assez grande, un courant d'air assez fort était établi entre les deux lames, ce qui devait entraîner toutes les particules ayant seulement la vitesse d'agitation thermique. Le résultat a été tout à fait négatif, ce qui montre que le parcours des particules B dans l'air à la pression atmosphérique est inférieur à 1 mm.

M. Wertenstein a cherché par une méthode analogue, au laboratoire de Mme Curie, si le parcours est mesurable dans l'air à basse pression, et il a obtenu un résultat positif, mais pour des pressions beaucoup plus faibles que la pression atmosphérique[1].

La projection d'une particule A par l'émanation à

[1] Pendant l'impression de ce mémoire, j'ai eu connaissance d'un travail de MM. Russ et Makower qui ont pu également mettre en évidence la projection dans le vide des particules radioactives.

l'état gazeux peut ne pas être tout à fait comparable à la projection de la particule B par le radium A déjà déposé sur une paroi solide, car une certaine énergie doit être nécessaire pour que la particule puisse quitter le voisinage immédiat de la paroi. Cependant je crois que l'on doit conclure de l'expérience précédente que le dépôt de l'activité induite sur une paroi par projection directe est négligeable dans les conditions ordinaires. Le dépôt doit donc se faire presque exclusivement à la suite d'une diffusion. Les expériences qui suivent montrent que les lois du phénomène ne sont pas identiques à celles qui ont été établies précédemment par le calcul.

Description des expériences. — On a étudié le dépôt de la radioactivité induite sur des lames placées parallèlement à différente distances, dans de l'air contenant de l'émanation avec une concentration uniforme.

Mme Curie a montré que lorsque l'air contient une forte proportion d'émanation, une partie de l'activité induite produite dans le gaz subit l'action de la pesanteur et se dépose sur les surfaces tournées vers le haut. Elle a montré aussi que le dépôt de l'activité induite se fait de la même manière sur des lames placées verticalement ou sur les faces inférieures de lames horizontales, pourvu que l'épaisseur de la couche d'air contenant l'émanation et placée devant les lames, soit la même. J'ai examiné seulement l'activité induite des lames sur lesquelles le dépôt ne pouvait pas se faire par l'action de la pesanteur, c'est-à-dire l'activité induite de lames placées verticalement ou l'activité induite de la face inférieure de lames placées horizontalement.

Après quelques essais préliminaires qui m'ont permis de déterminer les conditions dans lesquelles on peut obtenir des résultats bien réguliers, j'ai effectué deux séries d'expériences. Dans la première série d'expériences j'ai laissé l'émanation en présence des lames pendant un temps très long (24 heures ou 48 heures) de manière à obtenir l'état de régime; dans la seconde série j'ai cherché au contraire à laisser les lames pendant un temps assez court et variable en présence de l'émanation.

Dans les expériences de la première série, les lames étaient placées verticalement, à des distances bien déterminées les unes des autres, dans une grande cloche à vide d'environ 15 litres de capacité. Les lames étaient rectangulaires (9cms × 11cms) et étaient placées sur un support spécial qui permettait de les disposer parallèlement avec les écartements voulus.

Le support (fig. 5) était constitué par deux plaques métalliques partant des rainures parallèles et assemblées parallèlement de manière à pouvoir faire glisser les lames dans les rainures. L'écartement entre deux rainures successives allait en croissant de telle sorte qu'une fois les lames mises en place sur le support, il existait entre elles des distances déterminées allant en croissant (2mms, 4mms, 5mms, 8mms, 10mms, etc.).

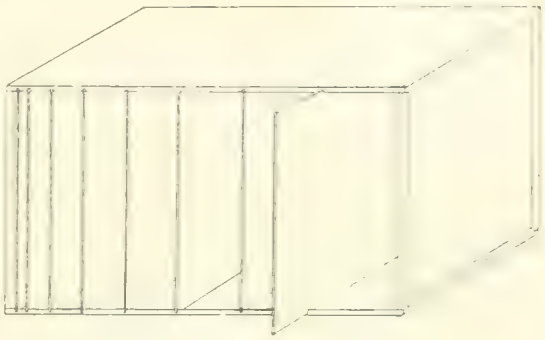


Fig. 5.

Dans chaque expérience on déterminait l'activité d'un nombre suffisant de lames placées à des distances différentes, pour pouvoir tracer toute la courbe de variation de l'activité avec l'écartement des lames. Une quinzaine de lames étaient nécessaires, elles étaient généralement disposées sur deux supports et placées dans la cloche suivant la disposition indiquée par la figure 4.

Après avoir fait le vide dans la cloche, on aspirait

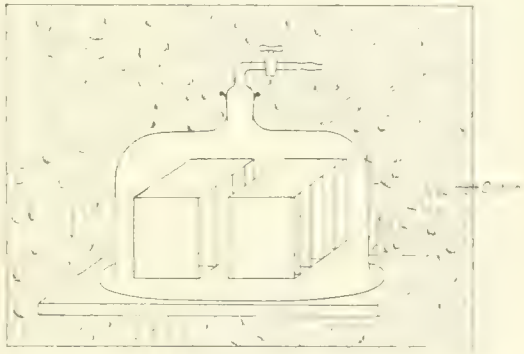


Fig. 4.

l'émanation provenant d'une solution de sel de radium puis on remplissait d'air à la pression atmosphérique. Les gaz étaient desséchés par de l'anhydride phosphorique ou du sodium. La pression atmosphérique étant établie à l'intérieur de la cloche, on fermait le robinet communiquant avec l'extérieur, on plaçait la cloche dans une caisse en bois qui était ensuite complètement remplie avec du coton, et la caisse était elle-même placée dans une cave où la température était assez constante. Cette manière d'opérer avait pour but d'éviter les remous gazeux à l'intérieur de la cloche, et en prenant ces précautions les résultats obtenus ont été tout à faits réguliers.

La cloche était laissée dans la cave pendant vingt-

quatre heures ou quarante huit heures pour être sûr que l'émanation avait eu le temps de se répandre uniformément à l'intérieur de la cloche, et que l'état de régime était obtenu. Au bout de ce temps, on ouvrait la cloche, puis on agitait rapidement dans l'air les supports portant les lames, de manière à établir un courant d'air frais entre les lames, et à chasser l'émanation qui pouvait être restée entre celles-ci.

Il restait ensuite à déterminer l'activité d'une des faces de chacune des lames. Pour comparer les activités des différentes lames, il aurait fallu les mesurer toutes au même instant. Comme cela n'était pas possible, on déterminait à l'aide de quelques points pour chaque lame la courbe de décroissance de l'activité, et par interpolation on pouvait obtenir l'activité à un moment déterminé. Les mesures relatives à une seule expérience étaient ainsi très nombreuses et devaient être effectuées rapidement. La figure 5 donne un

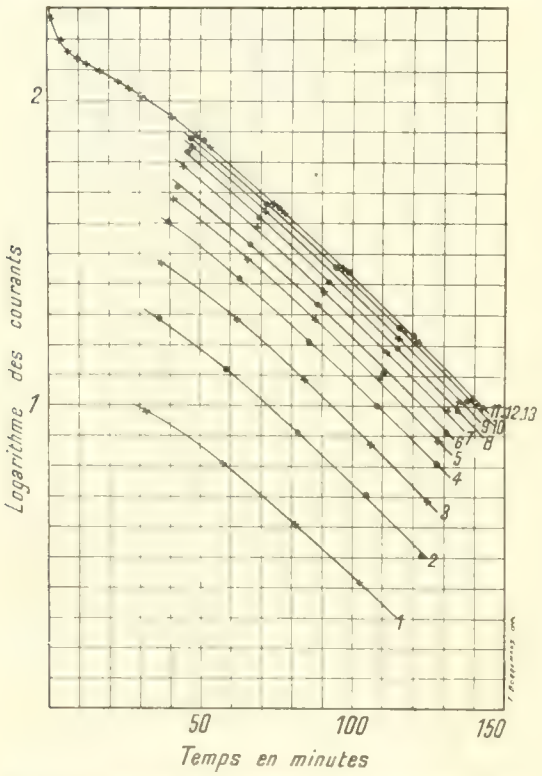


Fig. 5. — Courbes de décroissance des différentes lames dans une même expérience.

Lames numérotées disparues
Lames [illegible] pas [illegible]

exemple des courbes de décroissance obtenues pour des lames numérotées de 1 à 13.

Sur le bord des lames, l'épaisseur de la couche d'émanation qui peut intervenir pour le dépôt de l'activité induite n'est pas bien définie, pour se rapprocher des conditions théoriques on ne mesurait que la partie centrale de la lame en plaçant sur celle-ci, au moment de la mesure, un écran métallique percé d'un trou.

La courbe de la figure 6 donne le résultat d'une des expériences; elle représente la variation de l'activité induite avec l'écartement des lames. L'activité va en augmentant avec la distance entre les lames; elle est

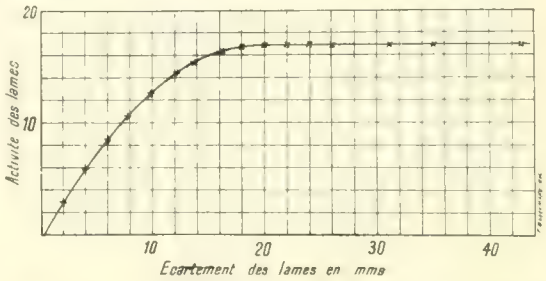


Fig. 6. — Activité des lames en fonction de l'épaisseur de la couche d'émanation fournissant l'activité induite.

d'abord assez sensiblement proportionnelle à cette distance, puis elle tend peu à peu vers une limite qui est atteinte dans l'expérience considérée pour une distance d'environ 20 millimètres.

On voit que si la forme générale de la courbe expérimentale est la même que celle de la courbe théorique (figure 2), la limite est atteinte pratiquement pour une distance beaucoup plus petite dans la courbe expérimentale que dans la courbe théoripue. Tandis que dans la courbe théorique (où l'on suppose de plus que seul le radium A diffuse vers les lames), pour un écartement de 25 centimètres, l'activité est encore inférieure de quelques pour 100 à l'activité limite. Dans la courbe expérimentale, le même résultat est obtenu pour une distance de 20 millimètres.

Une autre différence très importante avec les prévisions théoriques indiquées précédemment a pu être constatée. Nous avons vu que la forme générale de la courbe théorique est la même, quelle que soit la concentration de l'émanation, et que la limite est atteinte de la même manière. J'ai pu déterminer les courbes pour des concentrations variées de l'émanation, et j'ai constaté que la concentration a une grande influence sur la distance à laquelle la limite est pratiquement atteinte.

Les concentrations ont toujours été assez grandes. On introduisait dans la cloche l'émanation provenant de solutions contenant des quantités variant de 0,4 milligramme de bromure de radium pur jusqu'à 50 milligrammes du même sel.

La figure 7 indique quelques-unes des courbes obtenues pour différentes concentrations. On voit que l'activité limite est atteinte pour une distance plus petite, lorsque l'émanation est très concentrée que lorsqu'elle est peu concentrée. On peut constater également une différence assez nette dans la forme des courbes. Pour les faibles concentrations, la partie rectiligne se prolonge plus longtemps et la limite est atteinte plus brusquement.

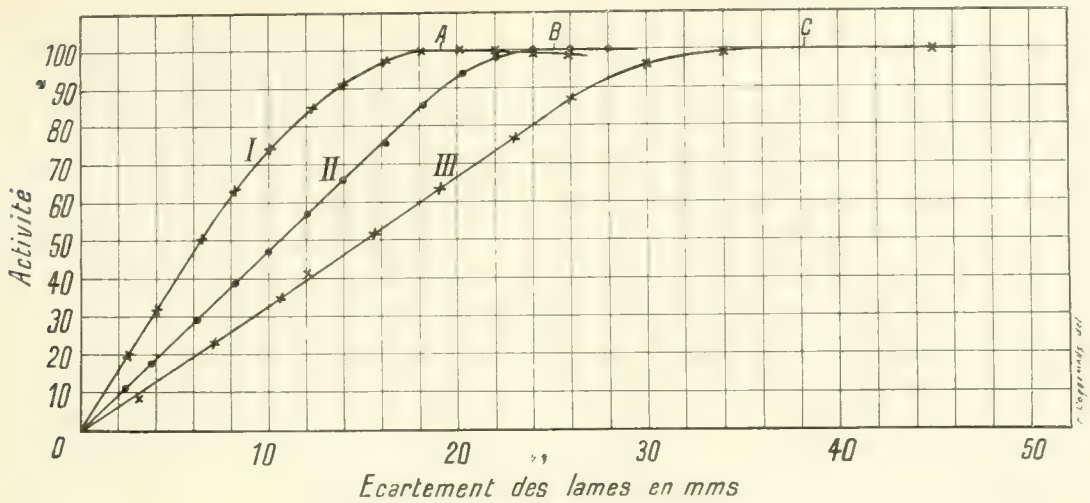


Fig. 7. — Durée de l'activation 24 h.

Courbe I	Emanation de 30 minutes,	Ra Br + C	Courbe 19 mms.
Courbe II	de 10 minutes,		25 mms.
Courbe III	de 0,5 minutes		58 mms.

J'ai recherché si la présence de vapeur d'eau modifiait les résultats obtenus, mais je n'ai pas pu constater de différence bien sensible. Nous savons cependant qu'en présence de vapeur d'eau, le dépôt se produisant par l'action de la pesanteur est beaucoup plus considérable.

Dans la deuxième série d'expériences, j'ai laissé les lames en contact avec l'émanation pendant un temps beaucoup plus court.

Si le dépôt de l'activité induite se faisait seulement par le phénomène de projection d'une seule substance, il est évident que la courbe de l'activité en fonction de l'écartement des lames serait la même, quelle que soit la durée de contact avec l'émanation. Au contraire si le phénomène de diffusion intervient seul et s'il y a plusieurs substances, le temps nécessaire à l'établissement du régime de dépôt devra être appréciable et dépendra de la rapidité de la décroissance de l'activité des substances qui se déposent. Il en résulte que les courbes de l'activité en fonction de l'écartement des lames devront être différentes suivant le temps d'exposition. J'ai cherché à faire varier la durée d'exposition des lames à l'émanation dans de grandes limites pour me rendre compte de l'importance du dépôt sous forme de radium A ou de radium B et C, dont les périodes de vie sont très différentes. J'ai pu faire varier la durée de l'exposition depuis 1,5 minute jusqu'à 24 heures avec la même concentration d'émanation.

Pour les expositions très courtes, je ne pouvais employer le dispositif qui m'avait servi dans la première série d'expériences, car il fallait pouvoir mettre très rapidement les lames en présence de l'émanation de concentration uniforme, et disposer l'appareil de manière à faire cesser les remous gazeux aussi rapidement que possible.

Le récipient contenant les lames et dans lequel on introduisait l'émanation, était un dessiccateur cylindrique d'environ 2 litres de capacité. Les lames circulaires de 10 cms de diamètre étaient fixées sur un support spécial qui permettait de les placer parallèlement à des distances bien déterminées les unes des autres, et de sortir très rapidement l'ensemble. Les lames étaient placées horizontalement et on mesurait seulement la partie centrale de la face inférieure. Pour introduire rapidement l'émanation avec une concentration uniforme et déterminée, le dispositif indiqué par la figure 8 était employé.

On commencait par introduire dans le récipient A

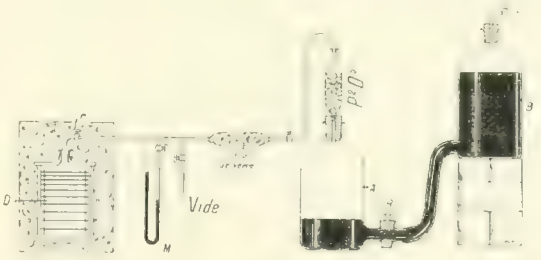


Fig. 8.

l'émanation provenant d'une solution de sel de radium et on attendait 24 heures afin d'avoir dans ce récipient un mélange d'air et d'émanation bien homogène. Ce mélange se desséchait en même temps au contact de l'anhydride phosphorique placé au-dessus. Les communications étant établies comme l'indique la figure, on faisait un bon vide (environ 1 mm. de mercure) dans le vase contenant les lames et dans les tubes de communication avec le récipient A. On ouvrait d'abord le robinet R qui mettait en communication le récipient A avec le récipient B rempli de mercure; le robinet R était à très large voie (environ 1 cm.)

pour que le mercure put s'écouler très rapidement pendant le refoulement du gaz. On établissait ensuite la communication du récipient A avec le vase contenant les lames. Le gaz remplissait rapidement ce vase après avoir passé à travers un épais tampon de coton de verre qui éliminait, presque complètement, les particules d'activité induite. Lorsque la pression du gaz dans le vase D était égale à la pression atmosphérique (ce qui était indiqué par le manomètre M, on fermait le robinet *r*. Après un intervalle de temps déterminé on ouvrait rapidement le dessiccateur et on agitait l'ensemble des lames comme précédemment. Les mesures étaient faites comme dans la première série d'expériences.

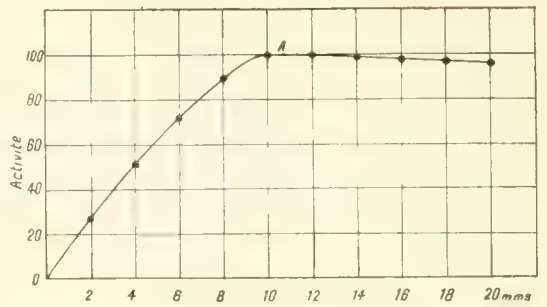
L'introduction du gaz était ainsi très rapide, elle était naturellement accompagnée d'un très fort remous gazeux, mais étant donnée la disposition des lames qui sectionnaient le volume du vase en tranches parallèles assez étroites, on pouvait espérer que les remous gazeux cessaient assez rapidement après la fermeture du robinet, et que le régime de diffusion s'établissait normalement. En fait, les résultats obtenus, même avec des activations de quelques minutes, ont été très réguliers.

Comme dans les expériences précédentes on plaçait toujours un nombre suffisant de lames pour obtenir toute la courbe avec une seule expérience. Des expériences ont été faites avec la même concentration pour des durées d'activation différentes et aussi à des concentrations différentes pour la même durée d'activation (5 minutes). Une expérience a été faite dans l'hydrogène avec une durée très courte d'activation.

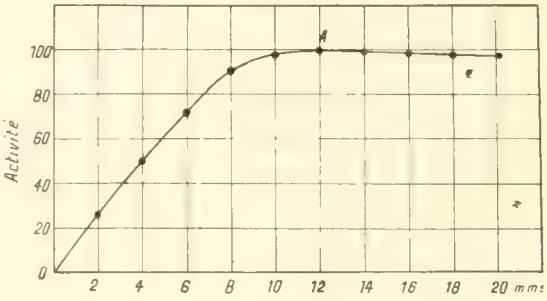
Les résultats obtenus sont montrés par les courbes des figures 9 et 10.

Les expériences avec des durées différentes d'activation ont été faites dans une forte concentration. Le récipient ayant 1,7 litre de capacité contenait l'émanation saturée d'environ 1 centigramme de bromure de radium. Pour cette forte concentration on voit qu'il n'y a pas de grande différence dans la forme des courbes depuis l'exposition de 1,5 minute jusqu'à l'exposition de 20 heures. La limite est atteinte à une distance de 11 millimètres pour l'exposition de 1,5 minute, de 12 millimètres pour l'exposition de 5 minutes, de 15 millimètres pour l'exposition de 20 minutes, de 16 millimètres pour l'exposition de 20 heures; naturellement l'intensité de l'activation est très différente suivant la durée d'exposition, on a ramené dans toutes les courbes l'activité limite à la même valeur pour faciliter la comparaison.

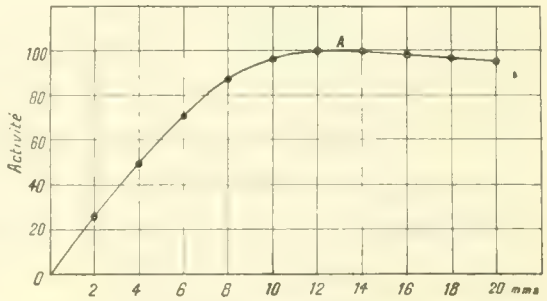
La faible différence qui existe entre les courbes d'activation courte et d'activation longue montre que l'activité induite ne se dépose sous forme de radium B et C qu'en petite quantité. Ce résultat a été contrôlé par l'examen des courbes de décroissance de l'activité induite pour des lames très rapprochées (1 millimètre),



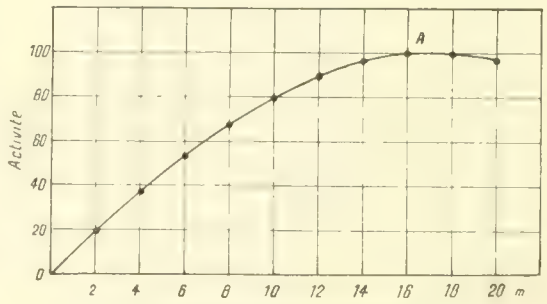
a. Durée de l'activation : 1,5 minute.



b. Durée de l'activation : 5 minutes.



c. Durée de l'activation : 20 minutes.



d. Durée de l'activation : 20 heures.

Fig. 9.

et des lames très éloignées et pour la même concentration que celle indiquée précédemment. Lorsque les lames sont très rapprochées, il est évident que toute l'activité induite a dû se déposer sous forme de radium A, quel que soit le mécanisme du dépôt; pour des lames très éloignées, une partie importante devrait se déposer sous forme de radium B et C et la courbe de décroissance devrait être assez différente de la précédente. Avec la concentration indiquée la différence est à peine perceptible, ce qui confirme le fait que le

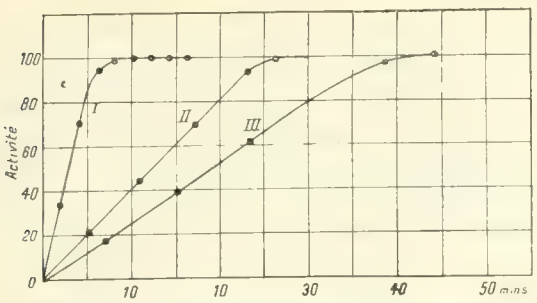


Fig. 10. — Durée de l'activation 5 minutes.

I. Air, forte concentration
II. Air, faible concentration.
III. Hydrogène, forte concentration.

dépôt sous forme de radium B et C est très peu important.

Les expériences faites avec des concentrations différentes et une activation de 5 minutes, montrent encore une influence nette de la concentration analogue à celle obtenue pour une exposition très longue. Enfin la courbe obtenue pour l'activation dans l'hydrogène à exposition courte, montre que la limite ne serait obtenue que pour une distance beaucoup plus grande que dans l'air. Ces résultats indiquent en même temps que les conditions expérimentales sont assez bien définies et que les remous gazeux ont une influence assez faible ; car ces remous doivent exister au même degré dans les différentes expériences comportant la même durée d'activation, et malgré cela l'influence de la concentration et de la nature du gaz se montre aussi nettement que dans les expériences de longue durée où le remous initial ne doit pas avoir d'action.

Le principal résultat de toutes ces expériences est que le dépôt de l'activité induite ne s'effectue pas absolument comme on aurait pu l'imaginer. La figure 2 montre la très grande différence qui existe entre la courbe théorique de dépôt du radium A et la courbe expérimentale ; la différence avec la courbe théorique complète tenant compte de la diffusion du radium B et du radium C serait encore beaucoup plus considérable. La courbe théorique a été obtenue en supposant que le coefficient de diffusion du radium A est le même que celui de l'émanation ; cela peut ne pas être tout à fait exact, quoique les poids moléculaires des deux corps soient presque identiques d'après les théories actuelles ; mais il faudrait une différence considérable avec le coefficient adopté pour obtenir une courbe théorique se rapprochant de la courbe expérimentale.

L'influence de la concentration est aussi une différence très importante qui n'était pas prévue par la théorie précédente. Cette influence de la concentration permet de donner une explication probable de la divergence entre la courbe théorique et la courbe expérimentale. En effet, puisque dans le cas d'une concentration forte, les particules d'activité induite ne peuvent pas parcourir des distances aussi grandes pour venir se déposer sur les parois que lorsque la concentration est faible, c'est que ces particules changent de nature quand la concentration augmente. Le changement qui paraît d'abord le plus probable c'est une augmentation de la grosseur de la particule d'activité induite, ce qui diminuera sa vitesse de diffusion. Une augmentation de la grosseur de la particule peut provenir d'une agglomération des particules d'activité induite entre elles, résultant du fait que l'état stable des substances actives radium A, B et C est l'état solide ; ou d'une agglomération des particules d'activité induite avec les molécules d'air, comme dans la formation des ions gazeux. Dans ce dernier cas, comme la concentration des molécules d'air reste constante, la concentration de l'émanation ne devrait pas avoir d'influence. Dans le premier cas, au contraire, le nombre d'agglomérations dépendra beaucoup de la concentration, et si l'agglomération se fait entre p particules d'activité induite ce nombre sera proportionnel à la puissance $p^{ième}$ de la concentration. On peut calculer quelle devrait être la grosseur approximative des particules A, en supposant que toutes ces particules aient la même dimension, pour obtenir une courbe théorique analogue à la courbe expérimentale. On trouve que le coefficient de diffusion devrait être environ 140 fois plus petit que celui de l'émanation, ce qui conduirait approximativement à une particule vingt mille fois plus grande que l'atome d'émanation.

La formation d'une particule aussi grosse ne peut être obtenue à partir de l'émanation qu'à la suite d'un très grand nombre de rencontres entre les particules d'activité induite, et on peut se demander si un aussi grand nombre de rencontres est possible dans les conditions de l'expérience, surtout dans les expériences où la durée de l'activation est très courte.

On peut imaginer aussi que le changement qui se produit dans la nature de la particule de radioactivité induite lorsque la concentration de l'émanation augmente, n'a pas seulement pour effet de diminuer son coefficient de diffusion, mais qu'il rend ces particules non absorbables par la paroi. L'absorption par la paroi doit résulter en effet d'une attraction particulière entre la paroi et la particule, et cette attraction peut être fortement diminuée lorsque la particule a de grandes dimensions. On peut même penser que cette attraction résulte simplement du fait que la particule porte une charge électrique ; si cette charge électrique est annulée, l'attraction peut ne plus avoir lieu. La décharge des particules d'activité induite peut être attribuée à la présence des ions dans le gaz ; naturellement lorsque la concentration en émanation augmente, la concentration en ions augmente égale-

ment et le phénomène de décharge devient plus important. Ainsi l'influence de la concentration sur le dépôt de l'activité induite pourrait être expliquée.

L'équation qui représente l'état de régime dans une courbe gezeuse parallèle aux lames doit être alors modifiée.

Aux différents termes de l'équation primitive $D\frac{d^2n}{dx^2} + q - \lambda n = 0$ il faut ajouter un nouveau terme, de même signe que le terme représentant la destruction spontanée des particules d'activité induite. Si le chargement de nature qui empêche l'absorption par les lames est simplement la neutralisation de la charge de la particule d'activité induite par un ion gazeux, le nombre de particules déchargées dans un intervalle de temps déterminé sera proportionnel à la concentration n de ces particules et aussi à la concentration des ions. Comme celle-ci est elle-même proportionnelle à la concentration des particules, le terme à ajouter à l'équation précédente sera de la forme $k_1 n^2$. Si le changement est une agglomération entre p particules d'activité induite, le terme à ajouter sera proportionnel à la puissance $p^{ième}$ de la concentration il sera de la forme $k_2 n^p$.

Les coefficients k_1 et k_2 seraient analogues au coefficient de recombinaison des ions dans les gaz.

L'action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite, observée par Mme Curie, montre qu'il existe des particules radioactives de grande dimension, cependant cette action n'est importante que lorsqu'il peut se produire certaines actions chimiques et j'ai constaté que dans les conditions de la première série d'expériences, la présence d'humidité qui favorise grandement l'action de la pesanteur n'a pas une influence notable sur les courbes d'activation en fonction de la distance, on pourrait donc penser que les particules qui subissent l'action de la pesanteur sont prises parmi celles qui pour une raison quelconque ne peuvent plus se fixer sur les parois solides.

Les expériences qui précèdent ont été faites avec des concentrations relativement très fortes en émanation; il est probable que pour des concentrations très faibles, l'activité limite serait atteinte pour des distances beaucoup plus grandes, qui peut-être se rapprocheraient des distances indiquées par la théorie précédente.

L'étude de l'action du champ électrique permettrait également de décider si le nombre de particules non chargées augmente lorsque la concentration augmente.

On a pu remarquer sur certaines courbes obtenues avec une très forte concentration en émanation, que l'activité des lames, après avoir atteint une certaine limite pour une distance déterminée, va en diminuant légèrement lorsque la distance entre les lames augmente. Je crois que le phénomène, qui d'ailleurs est peu marqué, ne provient pas d'une erreur expérimentale et qu'on doit l'attribuer à la présence dans le gaz de particules de grandes dimensions, analogues à celles qui subissent l'action de la pesanteur. Lorsque la distance entre les lames est suffisamment grande, il doit exister à l'état libre dans le gaz des particules agglomérées entre elles ou avec des molécules gazeuses qui peuvent servir de centres de dépôt de l'activité induite. Lorsque la distance entre les lames augmente, le nombre de ces agglomérations augmente et la concentration en activité induite susceptible de se déposer sur les parois peut ainsi se trouver diminuée. Cette cause peut également intervenir pour diminuer la distance à laquelle est obtenue l'activité limite.

On voit par ce qui précède que le mécanisme du dépôt de la radioactivité induite doit être assez compliqué. De nouvelles expériences sont en cours au laboratoire de Mme Curie, et j'espère qu'elles apporteront de nouveaux éclaircissements sur cette question.

[Reçu le 19 avril 1909.]

Note sur le coefficient de diffusion de l'émanation du radium dans l'air

Par L. CHAUMONT

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

Nous ne sommes pas encore fixés sur la valeur, même approchée, du poids moléculaire de l'émanation du radium. En comparant les vitesses de passage de l'émanation et d'autres gaz à travers des bouchons poreux, différents expérimentateurs ont trouvé pour ce poids moléculaire des valeurs variant dans le rapport de 1 à 5. MM. Bumstead et Wheeler (*The American Journal of Science*, Février 1904) trouvent 180 environ; l'année suivante, M. Makower (*Philosophical Magazine*, IX, page 56) obtient des valeurs variant de 88,5 à 99; enfin, dernièrement, M. Perkins (*The American Journal of Science*, June 1908) donne le nombre 255.

J'ai repris la détermination du coefficient de diffu-

sion dans l'air de l'émanation du radium, dans le but d'en déduire une valeur approchée de ce poids moléculaire. Peu après la découverte de l'émanation du radium, M. Rutherford et Miss Brooks (*Transactions of the Royal Society of Canada*, 2d Series 1901-02) mesurèrent son coefficient de diffusion dans l'air, ils obtinrent des valeurs comprises entre 0,08 et 0,15, le premier de ces nombres leur semblant le plus probable. Curie et M. Danne (*Comptes rendus* 156, p. 1514, 1905) déterminèrent à nouveau ce coefficient; ils mesuraient la décroissance d'une quantité d'émanation contenue dans un condensateur communiquant avec l'atmosphère par un tube long et fin; les résultats donnèrent pour valeur du coefficient de diffusion 0,10 à 10°.

Principe de la méthode.

C'est à cette méthode que je me suis adressé; mais j'ai cherché à éviter les mouvements d'ensemble des gaz dans le tube de diffusion. Dans ce but, un condensateur de 109 cm³ est mis en communication par un tube d'environ 25 cm. de long et 0 m,5 de diamètre, non plus avec l'atmosphère, mais avec un grand ballon fermé de 12 litres de capacité, l'ensemble du condensateur et du ballon étant maintenu à 0° par un bain de glace fondante.

Dans ces conditions, si on désigne par v et v' les volumes du condensateur et du ballon, par ρ et ρ' les densités de l'émanation dans ces deux récipients, la théorie du phénomène de diffusion montre que ρ et ρ' varient suivant les lois.

$$v\rho + v'\rho' = (v\rho_0 + v'\rho'_0)e^{-at}$$

$$\rho - \rho' = (\rho_0 - \rho'_0)e^{-bt} \qquad b = a + \frac{h}{v} + \frac{h}{v'}$$

a étant la constante de temps de l'émanation et $k = D \cdot \frac{s}{l}$ le produit du coefficient cherché par le quotient de la section du tube fin par sa longueur.

On déduit de ces équations générales

$$\frac{\rho}{\rho_0} = e^{-at}\,\frac{1 + ne^{-n\left(\frac{1}{n}-a\right)t}}{1 + n} \qquad n = \frac{v'}{v} \cdot h = \frac{h}{v} = \frac{Ds}{lv}$$

en supposant qu'à l'instant où l'expérience commence la densité de l'émanation est nulle dans le grand ballon et a la valeur ρ_0 dans le condensateur. Dans les expériences faites, n étant supérieur à 100, $\frac{\rho}{\rho_0}$ diffère peu de $e^{-(a+h)t}$ au début de l'expérience; ce qui nous conduit à poser

$$\mathrm{L}\frac{\rho}{\rho_0} = -(a+h)t \qquad \text{d'où l'on déduit}$$

$$e^{at} = 1 + \frac{1}{n+1}\left[\frac{h^2t^2}{2}\left(1 - \frac{1}{n}\right) + \frac{h^3t^3}{6}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + \ldots\right]$$

$$\frac{\varepsilon}{h} = \frac{1}{n+1}\left[\frac{ht}{2}\left(1 - \frac{1}{n}\right) + \frac{h^2t^2}{6}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + \ldots\right]$$

Si $ht < 1$, $\frac{\varepsilon}{h}$ sera inférieur à $\frac{1}{200}$ et on pourra négliger ε devant h; pour que $ht < 1$ il faut que $t < \frac{1}{h}$ en prenant pour valeurs approchées $D = 0,1$ $v = 100$ $l = 25$ $s = 0,04$ il faut que t soit inférieur à 8 jours. Pendant cette période la courbe $\mathrm{L}\frac{\rho}{\rho_0} = f(t)$ est une droite de coefficient angulaire $-(a+h)$ il suffit de déterminer ce coefficient angulaire pour en déduire la valeur h et par suite celle de D comme dans les expériences de Curie et M. Danne; le grand ballon n'a pas d'autre rôle que d'empêcher les écoulements d'air dans le tube de diffusion.

Expériences.

Le condensateur employé (Voyez la figure) est analogue à ceux qui servent habituellement à doser l'émanation du radium, mais de volume plus petit. L'électrode intérieure A est conduite en dehors de la glacière, à l'intérieur d'une tige de laiton reliée au sol, remplie de paraffine et fermée par deux bouchons d'ambre. Cette électrode est ainsi reliée à une installation électrométrique servant aux mesures et composée d'un électromètre à quadrants et d'un quartz piezo-électrique. L'électrode extérieure C est portée à un potentiel négatif de 400 volts par l'intermédiaire d'une tige métallique D entourée d'un tube isolant de verre; elle est de plus protégée du contact direct de la glace par un second cylindre métallique E relié au sol.

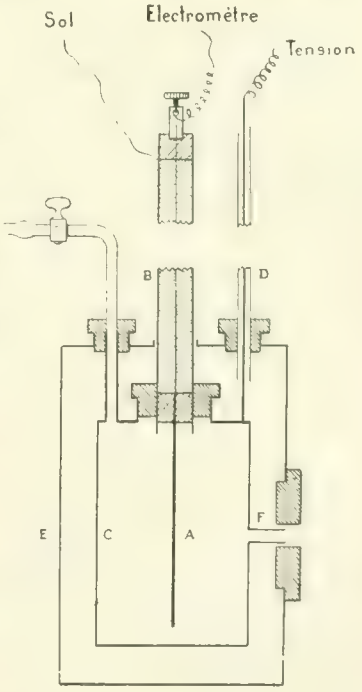


Fig. 1

Le tube de diffusion est choisi de section uniforme et calibré à l'aide d'un index de mercure, puis il est

fixé en F sur le condensateur. Tous les joints sont faits avec un mélange de cire Golaz et de glu marine. On ferme alors à la lampe l'extrémité libre du tube de diffusion et on vérifie que l'appareil est étanche. Ceci fait, on introduit l'émanation et on place séparément le condensateur et le ballon dans la glacière; trois heures après, on mesure le courant maximum obtenu dans le condensateur, et on rompt le tube de diffusion à un trait fait au préalable avec un couteau à verre; puis on l'introduit et on le mastique dans le col du ballon; on enferme ainsi dans l'appareil de l'air sec à 0° et sous la pression atmosphérique que l'on note à ce moment. L'appareil est recouvert de glace et abandonné; le lendemain, la lecture du courant de saturation montre qu'il n'y a pas de pertes d'émanation pendant cette première période qui aurait pu être troublée, et, par suite, qu'il n'y a pas eu de correction à faire du fait que la densité initiale de l'émanation dans le ballon n'est pas nulle. Il ne reste plus qu'à mesurer le courant une ou deux fois par jour, pendant 8 à 10 jours, et à tracer la courbe en portant les temps en abscisses et les logarithmes des courants en ordonnées.

Résultats.

Les courbes obtenues sont très bonnes et permettent une grande approximation dans les calculs; une première expérience, faite sans ouvrir le tube de diffusion, a donné $a = 2,061 \times 10^{-6}$; en admettant cette valeur, deux expériences, faites avec des tubes de longueurs différentes, ont donné pour D, l'une 0,1015, la pression étant de 759 mm., et l'autre 0,1008, la pression étant de 767 mm. Si l'on fait la correction en admettant que le coefficient de diffusion est inversement proportionnel à la pression, on a, pour D à 760 mm., les deux valeurs 0,1014 et 0,1017.

Conclusions.

Nous admettrons le nombre 0,1015 pour valeur du coefficient de diffusion de l'émanation du radium dans l'air sec à 0° et sous la pression de 760 mm.

Si pour différents gaz on forme le produit du coefficient de diffusion dans l'air à 0° par la racine carrée du poids moléculaire, on voit que ce produit est à peu près constant ou tout au moins ne varie pas d'une façon continue avec le poids moléculaire, ainsi que le montre le tableau suivant :

Gaz.	M	D	$D\sqrt{M}$
Hydrogène . . .	2	0,634	0,90
Vapeur d'eau	18	0,21	0,89
Gaz carbonique	44	0,14	0,95
Ether	74	0,082	0,71
Sulfure de carbone .	76	0,10	0,88

En exceptant l'éther, les produits sont voisins de 0,90; si on admet cette valeur pour l'émanation du radium, le poids moléculaire correspondant est de 80.

Ce nombre ne peut être considéré que comme assez grossièrement approché, car la loi $D\sqrt{M} =$ constante n'est pas rigoureusement vérifiée; cependant il semble bien que ce soit là un ordre de grandeur du poids moléculaire.

Des expériences faites au laboratoire de Mme Curie par M. Bruhat (Voir *le Radium*, **6**-1909) ont montré que l'émanation de l'actinium se diffusait suivant les mêmes lois que les gaz non radioactifs. Il est probable qu'il en est de même pour l'émanation du radium; il en résulte une plus grande certitude pour les valeurs des poids moléculaires de ces substances que l'on obtient à partir de leurs coefficients de diffusion.

D'un autre côté, il est à remarquer que les expériences de M. Makower ont conduit à un résultat assez voisin; ces expériences sont les seules où l'émanation a été comparée à plusieurs autres gaz et où, au lieu d'appliquer brutalement la loi de Graham, on a déterminé expérimentalement la loi de variation du poids moléculaire avec la vitesse de diffusion à travers le bouchon poreux considéré.

Ces deux raisons peuvent donc nous donner un peu confiance en ces résultats et il semble assez légitime d'admettre pour poids moléculaire de l'émanation du radium une valeur comprise entre 75 et 100.

Ce travail a été effectué au laboratoire de physique générale de la Faculté des sciences de Paris, dans le courant de l'année 1908, et je tiens à remercier Mme Curie et M. Debierne pour les conseils éclairés qu'ils m'ont donnés pendant le cours de ces recherches.

Reçu le 9 avril 1909.

Sur la diffusion des émanations de l'actinium et du thorium

Par S. RUSS

Université de Manchester. Laboratoire de Physique

Dans le numéro de mars 1909 du « *Radium* » se trouve un mémoire de M. G. Bruhat intitulé « Recherches sur le coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium. » Après une description des expériences faites par lui, l'auteur entreprend une critique détaillée des observations que j'ai faites sur le même sujet et dont les résultats sont résumés dans le numéro de mars 1909 du *Philosophical Magazine* ». Cette critique appelle quelques remarques de ma part.

Le premier point de la critique de M. Bruhat est que ses expériences sont plus précises que les miennes. Obtenir une valeur précise du coefficient de diffusion de l'émanation de l'actinium dans l'air n'était pas le but principal de mes expériences, mais plutôt, comme cela est indiqué page 112, il semblait que l'étude de la diffusion des émanations (actinium — thorium) dans des gaz de poids moléculaire considérablement différent, devait éclaircir quelque discordance existante.

Au cours de mon travail, les valeurs 0,118, 0,122, 0,125 ont été obtenues pour le coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium dans l'air, les mesures étant faites par trois méthodes différentes. L'ordre de précision est environ 5 pour 100 comme on peut le voir en considérant les nombres eux-mêmes. Le nombre 0,096 pris par M. Bruhat comme valeur du coefficient de diffusion n'est pas heureux, pour les raisons données dans mon mémoire (p. 416) et ne peut être considéré comme un coefficient de diffusion probable.

Le second point concerne la température à laquelle les observations ont été faites. Les températures ont été mesurées dans chaque cas à la fin de l'expérience, mais elles n'ont pas été mentionnées dans ma note.

Les expériences qui se rapportent à la détermination des coefficients dont j'ai donné les valeurs plus haut, ont été faites à un moment où la correction de la température était inférieure à la précision des mesures dont j'ai déjà donné l'ordre de grandeur ; pour cette raison cette correction était inutile.

Le reste de la critique de M. Bruhat repose sur une méprise. A la page 416 de mon mémoire j'ai dit que « eu égard à la faible quantité de gaz (argon) effective, j'ai employé des vases de diffusion cylindriques *plus petits* ». M. Bruhat a peut-être inconsciemment compris qu'ils étaient plus petits que le vase de diffusion primitif qui mesurait 12 cm. de longueur. Ce n'était cependant pas le cas, car mes récipients avaient 16,5 cm. de longueur.

L'évaluation des termes exponentiels dans ces conditions, analogues à ceux trouvés par M. Bruhat, montre que la correction pour la seule observation à une pression de 1,4 cm., à laquelle M. Bruhat porte l'attention, s'élève à 8 pour 100, ce qui, si on prend la valeur moyenne des produits de la pression par le coefficient de diffusion (p. 419) entraîne une erreur de 2 pour 100 qui est bien au-dessous de la précision obtenue.

La critique de mes résultats avec l'émanation du thorium est encore moins fondée, car dans la recherche de la variation du coefficient de diffusion avec la pression, le récipient utilisé avait 52 cm. de longueur et non 12 cm. comme M. Bruhat le suppose. Par inadvertance j'ai signalé cette grandeur dans mon mémoire. Comme je l'ai mentionné page 420, les plus petits récipients de 16,5 cm. de longueur ont été utilisés pour trouver le coefficient de diffusion dans l'air et l'argon à la pression atmosphérique.

Une évaluation semblable des exponentielles dans ce cas montre que la correction, faite par la détermination à une pression de 8,25 cm. est moindre que 1 pour 100 et il n'y a pas lieu par conséquent de la considérer.

Réponse à la note précédente.

La rédaction du *Radium* m'a communiqué la note de M. Russ. Devant les explications nouvelles qu'il fournit, je n'ai pas à maintenir les critiques que j'avais faites pour les différentes corrections. Je fais simplement remarquer que les raisons indiquées par M. Russ dans son mémoire pour ne pas choisir le nombre 0,096 ne s'appliquent pas aux expériences faites par M. Debierne et par moi, la cuvette contenant la substance active occupant dans ces expériences tout le fond de la boîte. G. Bruhat.

Sur le rayonnement et la température des flammes

Par Edmond BAUER

(Laboratoire de Physique. — Ecole de Physique et de Chimie de Paris)

Depuis Kirchhoff et Bunsen, l'étude des conditions dans lesquelles se produisent les spectres de flammes, a fait l'objet de nombreuses recherches.

Deux opinions sont en présence. D'une part, les fondateurs de l'analyse spectrale pensaient que l'émission des spectres de raies et de bandes par les flammes colorées est un phénomène *purement thermique*. Ce serait simplement à la présence dans les gaz de la flamme, de vapeur de sodium à haute température, en équilibre avec le milieu environnant, que serait due l'émission des raies D. Cette opinion est encore soutenue par des hommes comme Kayser[1].

D'autre part, M. Pringsheim a conclu de quelques expériences faites sur le rayonnement du chlorure de sodium chauffé dans une atmosphère d'hydrogène, que la production des spectres discontinus dans les flammes est un phénomène de *luminescence chimique*[2]. Il serait dû à la *réduction* des sels métalliques par les gaz de la flamme. Son opinion semble avoir prévalu, surtout en Allemagne. Cependant, M. Fredenhagen qui, dans ces dernières années, s'est beaucoup occupé de la question, a présenté une théorie un peu différente, tout en maintenant l'hypothèse de la luminescence[3]. Son point de départ expérimental est le suivant : la flamme du chlore (chargé de vapeurs salines) dans l'hydrogène ne donne pas les raies des métaux alcalins. L'oxygène serait donc nécessaire à la production dans les flammes des spectres de raies qui seraient des spectres d'*oxydation*.

Dans le présent travail, j'ai étudié l'émission et l'absorption des flammes de bec Bunsen en deux régions du spectre : d'une part, pour les rayons restants de la fluorine, d'autre part pour la raie D du sodium. Les résultats de mes expériences me semblent apporter quelques preuves nouvelles à l'appui de l'hypothèse du rayonnement purement thermique.

I. — Rayonnement purement thermique et luminescence. — Rappelons d'abord quelques propositions fondamentales de la théorie du rayonnement.

1° Dans une enceinte fermée imperméable à la chaleur, contenant en son intérieur un nombre quelconque de corps *en équilibre thermique* à la température absolue T, la distribution de l'énergie rayonnante dans l'espace, et sa répartition entre les longueurs d'onde sont déterminées complètement par la température T et l'indice de réfraction du milieu. Un tel rayonnement s'appelle le rayonnement noir. Parmi les nombreuses formules qui ont été proposées pour exprimer la répartition de l'énergie dans le rayonnement noir, celle qui rend le mieux compte des résultats expérimentaux (lorsque le milieu considéré est le vide ou, pratiquement un gaz) est la formule de Planck.

$$(1) \qquad u_\lambda = \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda T}} - 1}$$

où $u_\lambda d\lambda$ représente la densité en volume de l'énergie dans le rayonnement d'un corps noir à la température absolue T, pour les longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$; c est la vitesse de la lumière 3×10^{10} ; $h = 6{,}548 \times 10^{-27}$; $k = 1{,}346 \times 10^{-16}$ c.g.s. d'après les expériences de Kurlbaum, Lummer et Pringsheim[4].

2° Considérons un corps maintenu à la température uniforme T. Supposons qu'il soit en équilibre thermodynamique, qu'il ne s'y passe aucun phénomène accompagné d'une dépense d'énergie utilisable, mais qu'il rayonne et soit soumis à un rayonnement extérieur. Limitons, au moyen d'écrans et de diaphragmes, un faisceau de forme quelconque, que nous concentrons finalement sur un bolomètre ou une pile thermoélectrique. Soit $\varepsilon_\lambda d\lambda$ l'énergie comprise entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ que recevrait le bolomètre en une seconde, sous l'influence des sources extérieures, en l'absence du corps étudié. Celui-ci en absorbera une fraction A_λ lorsqu'on l'aura placé sur le trajet du faisceau. En même temps, il émettra par seconde, entre les mêmes limites de longueur d'onde, le long des rayons qui constituent le faisceau, une énergie $E_\lambda d\lambda$.

La loi de Kirchhoff nous donne la relation

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e_\lambda$$

$e_\lambda d\lambda$ étant l'énergie radiante qu'émettrait en une seconde, vers le bolomètre, un corps noir de température T mis à la place du corps considéré. On peut obtenir ainsi cette température après avoir gradué

1. Kayser, *Traité de spectroscopie*, 2.

2. Pringsheim, *Wied. Ann.* **45** (1892), 428, **49** (1895), 547. Rapports au congrès de physique de 1900, T. II, p. 125. M. Pringsheim place un sel de sodium dans une atmosphère réductrice et observe la lumière émise. La raie est dispersée dès qu'on soustrait le sel à la chaleur, c'est-à-dire d'après lui, dès que les phénomènes de réduction ont cessé.

3. Fredenhagen, *Ann. der Phys.*, **20** (1906), 155.

l'appareil de mesure au moyen d'un corps noir de température connue.

3° Étudions maintenant le cas le plus général, où il se produit dans le corps en expériences une dépense d'énergie utilisable, ainsi que des inégalités de température. Supposons qu'une méthode thermométrique, indépendante des phénomènes de rayonnement, nous ait fait connaître la température en chaque point; mesurons l'émission et l'absorption d'un rayonnement monochromatique donné par les différentes régions du corps. Si la loi de Kirchhoff est satisfaite, le rayonnement est purement thermique; si au contraire la température T′, obtenue par application de la loi de Kirchhoff, est différente de la température T qui a été donnée pour d'autres méthodes, on a affaire à un phénomène de luminescence. Pour abréger j'appellerai T′ la température d'émission du rayonnement considéré. La différence T′ — T permet d'exprimer l'effet de la luminescence par un nombre. *Un rayonnement luminescent est donc un rayonnement qui n'obéit pas à la loi de Kirchhoff.* C'est la seule définition rigoureuse qu'on puisse en donner.

Remarquons cependant que la distribution des températures peut être parfois trop fine pour être mesurée par les procédés thermométriques ordinaires. Dans ce cas, la luminescence peut n'être qu'apparente : certaines régions de faibles dimensions, mais contenant un grand nombre de molécules ont alors une température supérieure à celle du milieu environnant.

Plaçons-nous au point de vue de la théorie cinétique. Dans le rayonnement purement thermique n'intervient aucune organisation moléculaire de la matière[1]. Dans un gaz, son intensité est déterminée par des chocs entre molécules dont les vitesses sont distribuées suivant la loi de Maxwell. Lorsqu'il y a luminescence, au contraire, les chocs qui mettent en branle les électrons vibrants se font sous l'action de forces nouvelles d'origine chimique ou électrique. La force vive des molécules lumineuses est alors supérieure à l'énergie cinétique moyenne correspondant à la température du corps.

En réalité, à partir du moment où la luminescence devient importante, il devient de plus en plus difficile de définir la température du milieu, qui n'est plus dépourvu d'organisation moléculaire. C'est ce qui est apparent pour les rayons canaux, et probable pour tous les tubes à vide.

En résumé, des expériences de rayonnement, des mesures d'émission et d'absorption peuvent seules démontrer d'une manière précise, s'il y a, ou non, luminescence. Si l'on constate que certaines réactions chimiques sont nécessaires à la production de lumière, et si en même temps la loi de Kirchhoff se trouve vérifiée, l'énergie chimique n'intervient qu'*indirectement* dans le rayonnement, en créant des centres d'émission qui se mettent aussitôt en équilibre avec le milieu environnant. On n'a pas pour cela le droit de dire qu'il y a luminescence.

1. Dans le sens de Boltzmann. *Théorie cinétique* 1 chap. I.

II. — **La flamme de bec Bunsen.** — Avant de décrire les expériences et pour en préciser le sens, il faut encore rappeler brièvement ce que nous savons de la constitution des flammes de bec Bunsen et des réactions chimiques qui s'y passent[1]. Lorsque l'admission d'air est suffisante, la flamme est une masse de gaz incandescents entourée de tous côtés par une zone très mince qui est la région de combustion proprement dite. A la sortie AB (fig. 1) d'un brûleur Bunsen se produit l'explosion du mélange de gaz et d'air. Cette explosion est localisée au cône bleu verdâtre intérieur, ACB qui émet le spectre de Swan. Ce cône qui a moins d'un millimètre d'épaisseur est creux; en son intérieur se trouvent les gaz froids du brûleur. L'explosion donne un mélange de CO, CO_2, H_2, H_2O en équilibre chimique (dilué dans un excès d'azote) qui constitue tout l'intérieur de la flamme et qui vient brûler à l'air libre dans le cône extérieur ADB. L'analyse n'a jamais révélé d'oxygène dans la partie médiane, entre les deux cônes (Haber).

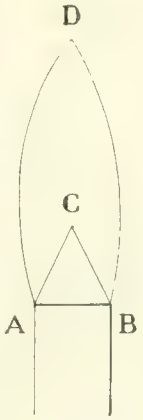


Fig. 1.

Dans les becs Méker, dont je me suis servi, les cônes bleus intérieurs s'élèvent à moins d'un millimètre au-dessus du grillage. Mes expériences ne portent donc que sur la région médiane de la flamme et le cône extérieur de combustion. Notons que dans les becs Méker l'admission d'air est plus considérable et, par suite la température moyenne plus élevée que dans les brûleurs Bunsen.

III. — **Émission et absorption des rayons restants de la fluorine par les flammes de bec Bunsen.** — Les rayons restants, obtenus par réflexions successives sur des surfaces de fluorine, forment un groupe dont la longueur d'onde est comprise entre 20 et 32 μ, mais qu'on peut, en pratique, considérer comme à peu près monochromatique, et de longueur d'onde λ = 25 μ,5. Les *impuretés* (lumière visible et infra-rouge ordinaire) capables de traverser une lame de fluorine transpa-

1. Voir un travail de Haber et Richardt, *Zeitsch. f. anorg. Chemie* 38 (1904), 5, ainsi que le livre de F. Haber, *Thermodynamik technischer Gasreaktionen*, Berlin et Munich (1905), dont je me suis inspiré.

2. Rubens et Nichols, *Wied. Ann.*, 60 (1897), 418; 69 (1899), 576. Rubens, *Le spectre infra-rouge*. Rapports au Congrès de physique de 1900, 2-159).

rente ne constituent jamais, après trois réflexions successives, plus de 2 pour 100 du rayonnement total, quelle que soit la source employée, si les angles d'incidence sont assez petits. J'ai d'ailleurs contrôlé le fait avant chaque série de mesures.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2. Le rayonnement d'une source S traverse la

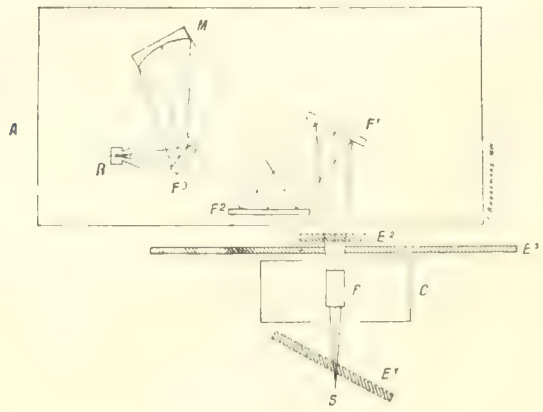


Fig. 2

flamme f, passe par un trou de 2 m.4 de diamètre percé dans l'écran E_2 à doubles parois, maintenu à température constante au moyen d'un courant d'eau froide, puis va se réfléchir sur les surfaces de fluorine F_1, F_2. Le miroir concave M à surface argentée le concentre, après une dernière réflexion en F_3, sur la soudure d'un microradiomètre R très sensible construit au laboratoire de M. Rubens, d'après les indications de M. Schmidt[1].

E_1 et E_2 sont des écrans mobiles refroidis également par un courant d'eau et enduits de noir de fumée sur la face qui est tournée dans le sens des rayons lumineux. C est une cheminée qui conduit à l'extérieur les gaz de la flamme; enfin A est une grande caisse de bois noircie à l'intérieur, recouverte de papier d'étain et percée d'un trou juste assez grand (5 cm. de côté) pour laisser passer les rayons. En son intérieur se trouvent des capsules remplies de chlorure de calcium afin d'éliminer aussi complètement que possible la vapeur d'eau sur le chemin des rayons, entre la flamme et le microradiomètre.

La flamme, produite par un grand bec Méker dont le cloisonnage rectangulaire a 5 cm. de long sur 3 de large, est très homogène et régulière. Les rayons émis par S y passaient en moyenne à 2cm,5 au-dessus du cloisonnage.

La source extérieure de rayonnement a été soit une lampe Nernst, soit plutôt le *chauffeur* en platine d'une lampe Nernst sans filament, qui donne un rayonnement notable et très constant pour une f. e. m. constante.

1. Hans Schmidt, *Inaug. Diss.* Berlin, Mai 1909, p. 35.

Résultats.

1° Les flammes de gaz d'éclairage ont un pouvoir émissif et absorbant considérable pour les rayons restants de la fluorine. Une flamme de 5 cm. de long absorbe 18 pour 100 des rayons émis par une lampe Nernst. Dans des expériences préliminaires, en me servant d'une série de becs Méker donnant une flamme totale de 30 à 40 cm. de long, j'ai observé des absorptions bien plus considérables (50 à 60 pour 100).

2° Cette absorption et l'émission correspondante sont dues à la vapeur d'eau. Ce fait avait déjà été observé par MM. Rubens et Aschkinass[1]. En introduisant de la vapeur d'eau bouillante dans le mélange gazeux alimentant le bec Méker, on peut doubler le pouvoir émissif de la flamme, tout en abaissant sa température.

3° L'absorption de la flamme pour le groupe des rayons restants est sélective. Une flamme qui n'absorbe que 11 pour 100 des rayons restants émis par un corps solide, donnant un spectre continu, absorbe 28 pour 100 des rayons d'une autre flamme identique. La bande d'absorption et d'émission de la vapeur d'eau dans le domaine spectral voisin de 25,5 μ a donc une structure discontinue et complexe analogue à celle des bandes d'absorption du gaz carbonique et de la vapeur d'eau dans l'infra-rouge ordinaire[2]. Afin d'avoir une idée approchée de cette structure, j'ai comparé l'absorption par une lame de chlorure d'argent des rayons restants venant d'une lampe Nernst et de ceux venant d'une flamme. M. Rubens a montré que la filtration à travers le chlorure d'argent ne laisse passer des rayons restants que les rayons de courte longueur d'onde, donnant un groupe voisin de 23,7 μ[3]. La lame de chlorure d'argent que j'ai employée absorbait 46,6 pour 100 des rayons restants émis par la flamme et 42,5 pour 100 des rayons de la lampe Nernst, soit une différence de 4 pour 100. Cette différence nette, mais assez faible, nous permet de conclure que la bande discontinue d'émission de la vapeur d'eau dans la flamme s'étend probablement sur presque tout le domaine des rayons restants, mais avec un peu plus d'intensité vers les courtes longueurs d'onde.

4° La mesure exacte de l'émission et de l'absorption permet de déterminer, par application de la loi de Kirchhoff, la température d'émission des rayons restants par la flamme (ci-dessus, 1°, 2° et 3°). Il est très vraisemblable, a priori, qu'il s'agit ici d'un rayonnement purement thermique et qu'on obtient ainsi la température de la flamme. En effet la vapeur d'eau présente la même bande d'absorption et d'émission, en l'absence de toute réaction chimique, à la température ordinaire, et dans un tube chauffé à 100°. De

1. Rubens et Aschkinass, *Wied. Ann.* 64 (1898), 584.
2. Rubens et Aschkinass, *loc. cit.*
3. Rubens, *loc. cit.*

plus à l'intérieur de la flamme et dans son plus grand volume, la vapeur d'eau est en équilibre chimique avec les autres constituants du gaz à l'eau.

Des mesures précises de l'émission et de l'absorption sont très délicates. En effet, d'une part, l'expérience a montré que la source S et l'écran E_1 réfléchissaient d'une manière diffuse une portion sensible du rayonnement de la flamme[1]. D'autre part, l'émission des rayons de grande longueur d'onde croît très rapidement avec la température (pour un corps noir, elle est à peu près proportionnelle à la température absolue) : le moindre échauffement des corps placés sur le trajet des rayons (en particulier de l'écran E_1) se fait sentir. J'ai éliminé autant que possible ces causes d'erreurs en refroidissant l'écran E_1, par un courant d'eau et en l'inclinant, ainsi que la lampe Nernst S, sur la direction des rayons. Cependant, pour avoir une précision suffisante, il a fallu mesurer l'énergie due à la réflexion diffuse et à l'échauffement des corps placés en arrière de la flamme et la faire intervenir dans les calculs. Une autre cause possible d'erreurs est l'absorption des rayons restants par la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. Un raisonnement très simple montre que une telle absorption n'intervient pas lorsqu'elle est continue, mais peut fausser les résultats si elle est sélective. C'est pourquoi le trajet des rayons de la flamme au microradiomètre a été réduit au minimum (75 cm); de plus, la majeure partie de ce trajet se faisait à l'intérieur de la caisse A contenant une grande quantité de chlorure de calcium. L'atmosphère de cette caisse était bien desséchée car l'hydratation du chlorure de calcium s'y faisait très lentement.

Les résultats des expériences définitives sont résumés dans le tableau suivant.

Émission de la flamme en millimètres de l'échelle.	Absorption en pour cent.	Rapport $\frac{\text{émission}}{\text{absorption}}$ Δ	Épaisseur de flamme traversée.
164,9	15,6	1210	5^{cm}
165,0	15,9	1190	5
169,0	15,75	1250	5
165,6	15,6	1215	5
161,1	15,1	1250	5
221,5	18,9	1170	5
221,0	18,4	1200	5
221,8	18,2	1215	5
221,7	17,6	1250	5
221,5	18,7	1180	5
Moyenne. .		. . 1210	Erreur possible 1 pour 100.

La troisième colonne donne en millimètres de l'échelle la déviation Δ que subirait le microradiomètre sous l'influence d'un corps noir dont la température serait égale à la température d'émission des rayons, et qu'on aurait mis à la place de la flamme, devant le trou percé dans l'écran E_5.

Pour pouvoir en déduire la température, j'ai étalonné l'appareil au moyen d'un corps noir à 100°. Ce corps noir, analogue à un modèle de Lummer et Pringsheim, était constitué par un grand cylindre de laiton à doubles parois (fig. 5), chauffé par de la

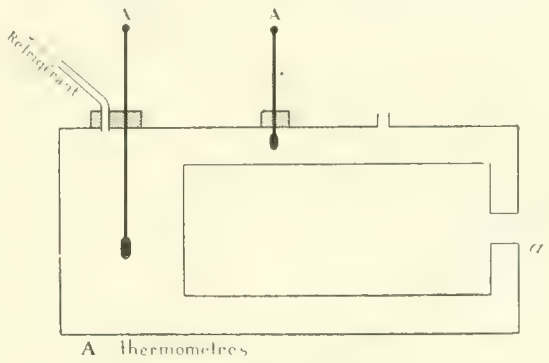


Fig. 5.

vapeur d'eau bouillante. Pour faire les mesures, on place ce corps noir à la place de la flamme *f*, de façon que l'ouverture *a* de 3 cm de diamètre, vienne se placer devant le trou percé, dans l'écran E_5. Comme la température de 100° n'est pas très élevée, il faut tenir compte de la température des écrans E_2 et E_3 ainsi que de celle du microradiomètre. J'ai réglé l'intensité du courant d'eau qui traversait E_2 et E_3 jusqu'à ce que leur température soit égale à celle d'un thermomètre placé dans la caisse A, à côté de l'appareil. Dans ces conditions le corps noir à 100°,1, l'écran froid et le microradiomètre étant à 16°,2 ont donné une déviation $\delta = 47^{mm},5$ (moyenne de 5 déterminations différant entre elles de moins de $0,3^{mm}$).

Comme l'ont montré les travaux de Rubens et Kurlbaum[1], la formule de Planck rend très exactement compte des résultats expérimentaux pour l'émission des rayons restants de la fluorine par les corps parfaitement noirs. Les déviations Δ et δ donneront donc facilement la température d'émission des rayons restants par la flamme, au moyen de la formule (1).

On obtient ainsi :

$$T' = 1760^{\circ} \text{ c. à } 50^{\circ} \text{ près.}$$

Comme une extrapolation de 100° à 1760° peut sembler hasardeuse, j'ai déterminé ultérieurement les déviations δ correspondant à un corps noir à 100°, 165° et 180° (aniline bouillante) (comme un accident m'avait forcé à refaire mon montage, les deux nombres correspondant à 100° ne sont pas identiques).

1. Le noir de fumée est relativement très transparent pour les rayons restants. Rubens et Nichols, *Loc. cit.*

1. Rubens et Kurlbaum, *Ann. der Phys.*, 4, 1901, 649.

Les résultats sont les suivants :

Température du corps noir	Température du microradiomètre et de l'écran	Déviation observée	Déviation calculée Planck
100°	15°,5	544	544
165°	15°,5	985	980
180°	16°,0	1080	1085

Le premier nombre 544 a servi au calcul.

Les nombres observés et calculés coïncident à environ 0,5 pour cent de leur valeur et le nombre T' calculé plus haut représente bien la température cherchée. Pour les raisons qui ont été indiquées plus haut, nous pouvons dire que cette température est probablement égale à la température de la flamme.

Dans un travail récent, fait au laboratoire de Rubens, M. Hans Schmidt[1] a fait des mesures analogues à celle-ci, dans l'infra-rouge ordinaire pour les bandes d'absorption du gaz carbonique. La température qu'il a trouvée est en moyenne de 1670°. Il a déterminé également la température en chaque point de la flamme par une méthode thermométrique, en mettant dans la flamme un fil de platine, dont il compensait le rayonnement par un courant électrique auxiliaire. La température était donnée par le pyromètre optique de Holborn et Kurlbaum. Il a obtenu ainsi en moyenne 1640°. Je reviendrai plus tard sur ces mesures.

5° Lorqu'on rend la flamme lumineuse et conductrice de l'électricité, on ne fait varier d'une manière sensible ni son émission, ni son absorption, ni par suite sa température. Le procédé de Hemsalech et de Watteville permet d'introduire instantanément dans la flamme des vapeurs métalliques[2]. Il consiste à faire passer le gaz d'éclairage (ou l'air) alimentant le bec Bunsen dans un ballon où se trouvent deux électrodes métalliques, de sodium ou de potassium par exemple, entre lesquelles on fait jaillir des étincelles. Le métal pulvérisé est entraîné par le gaz et vient colorer la flamme. J'ai pu constater ainsi que l'émission varie de moins de 1 500 de sa valeur, l'absorption de moins de 1 100, au moment où la flamme devient lumineuse. On obtient un résultat analogue en plaçant simplement sur le cloisonnage du bec Méker des petits morceaux de KCl, NaCl, $CaCl^2$, $CaFl^2$, etc. ; mais les mesures se font avec moins de précision.

IV. **Mesure de la température d'émission de la raie D du sodium par la flamme.** — L'émission de la raie D se fait dans des conditions essentiellement différentes de celle des rayons restants. Elle est due à une impureté métallique très diluée que l'on introduit dans la flamme, et non pas à un des constituants essentiels de mélange gazeux qui y est en équilibre. Les énergies chimiques mises en jeu dans les chocs entre les atomes de sodium et les atomes d'oxygène, ou bien entre les molécules d'un sel de sodium et les molécules d'un gaz réducteur, n'ont certainement pas la même valeur que celles qui interviennent dans l'équilibre du gaz à l'eau. De plus, la raie D fait partie de la série principale du spectre du sodium, tandis que la vapeur d'eau possède une bande d'émission dans le domaine des rayons restants. Les systèmes vibrants à l'intérieur des molécules n'ont donc certainement rien de commun dans les deux cas. Si l'émission dans la flamme était un phénomène de luminescence chimique on devrait s'attendre à trouver des températures d'émission très différentes pour la raie D et les rayons restants de la fluorine. L'expérience a montré qu'il n'en est rien.

On peut déterminer la température d'émission d'une raie par une méthode très simple et très élégante due à M. Féry[1] et fondée sur le principe du renversement des raies.

Le dispositif qui m'a servi est représenté sur la figure 4. La lentille L_1 donne à l'intérieur de la

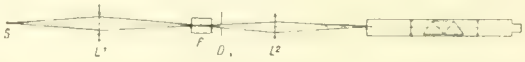


Fig. 4.

flamme l'image d'une source lumineuse S, dont on peut faire varier l'intensité. Une deuxième lentille L_2 projette l'image de la source et de la flamme sur la fente d'un spectroscope. Une fente D placée derrière le brûleur permet de limiter le faisceau lumineux.

Lorsque l'intensité de la source S est faible, on voit dans le spectroscope la raie émise par la flamme se détacher en clair sur un spectre continu plus sombre. Lorsqu'on augmente l'éclat de la source, il arrive un moment où la raie disparaît, puis elle réapparaît en sombre sur un fond clair.

Un raisonnement simple montre que, lorsque le *renversement* se produit, la température d'émission de la raie est égale à la température d'un corps noir ayant pour la couleur considérée le même éclat que l'image de la source donnée par la lentille L_1 ; c'est ce qu'on appelle la « température noire » de cette image. Cette température s'obtient immédiatement en visant l'image avec un pyromètre optique à la condition que le rayonnement de la source ne soit pas sélectif[2]. J'ai utilisé comme sources une lampe à incandescence à gros filament (lampe Gérard) et un arc électrique.

Pour faire varier l'intensité de l'arc, on place devant la lentille L_1 un double prisme en verre absorbant (Féry). Les nombres obtenus par les deux sources sont très concordants. Leur rayonnement n'est donc pas sélectif.

1. Hans Schmidt, *loc. cit.*
2. Hemsalech et Watteville, *C. R.*, **147** 1907 558.

1. Féry, *C. R.* **137** 1903 909.
2. La mesure des températures se fait dans le rouge, et il s'agit ici d'une raie jaune.

Le brûleur est un bec Méker, le même qui avait servi aux expériences sur les rayons restants.

Pour déterminer la température noire de l'image de la source donnée par la lentille L_1, j'ai supprimé la lentille L_2 et la fente, et mis à la place du spectroscope un pyromètre optique que je dois à l'obligeance de M. Féry. Les mesures concordent entre elles à 10 degrés près.

Une première expérience a consisté à déterminer la température *moyenne* de la flamme colorée par la méthode de Hemsalech et de Watteville. Cette mesure a donné pour la température d'émission de la raie D :

1760° C flamme de 3 cm.

1750° C flamme de 5 cm.

La moyenne 1755° est presque identique au nombre 1760° obtenu pour les rayons restants. Une concordance aussi parfaite est probablement accidentelle.

Dans une deuxième série d'expériences, j'ai déterminé la température d'émission de la raie D dans les différentes régions de la flamme. A cet effet, il a suffi de poser le brûleur perpendiculairement aux rayons, sur le chariot d'une machine à diviser, et de faire des mesures. La flamme avait 3 cm de large sur 5 de long. J'ai déterminé 22 points. Pour colorer la flamme en une région parfaitement limitée, on peut mettre un petit morceau de chlorure de sodium sur la grille du bec Méker au voisinage du point étudié[1]. Comme la flamme qui a servi à ces expériences était assez volumineuse, la zone colorée était bordée, en avant et en arrière, d'une région obscure protectrice. On élimine ainsi l'influence des bords qu'on peut étudier à part. Il faut, de plus, avoir un faisceaux lumineux très mince pour que les expériences aient un sens. Dans mes mesures, le faisceau avait au maximum 1 millimètre de large dans la région colorée.

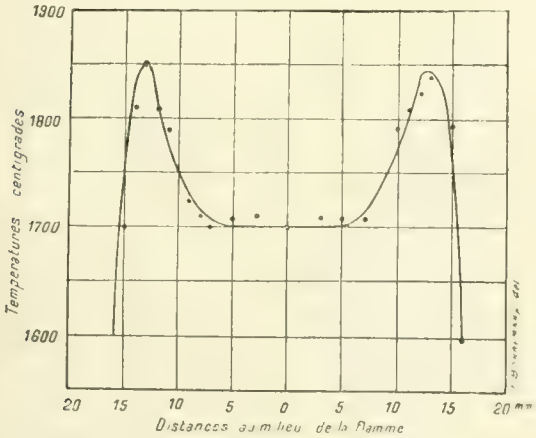


Fig. 5.

La courbe de la figure 5 représente la distribution de températures que l'on obtient ainsi à 8 millimètres au-dessus des cônes bleus. La température est maxima dans la région de combustion (cône extérieur) où elle atteint 1850°. Au centre de la flamme elle est de 1700°; elle tombe très rapidement vers l'extérieur.

A 15 millimètres au-dessus des cônes bleus le maximum est le même ; mais le minimum atteint 1660° (cette température minima depend d'ailleurs un peu de l'accès d'air dans le brûleur)[1]. La figure 6 reproduit en traits pleins une courbe du même genre que M. Schmidt a obtenue pour un bec analogue par la méthode thermométrique que j'ai indiquée plus haut. Cette méthode est absolument indépendante des phénomènes d'émission dans les gaz de la flamme. La courbe est relative à une section de la flamme située à 12 millimètres au-dessus du cloisonnement. La courbe pointillée représente le résultat des expériences relatives à la raie D pour des points situés à 15 millimètres au-dessus des cônes bleus[2].

On voit que les deux courbes sont de forme identique aux erreurs d'expérience près. Cependant celle de M. Schmidt est décalée par rapport à la mienne de 50° vers les basses températures. Cette divergence peut s'expliquer en partie par une différence possible dans la graduation des pyromètres optiques utilisés. Je ferai cependant remarquer que la constante de la loi de Stefan (constante de Kurlbaum) joue un rôle important dans les mesures de M. Schmidt.

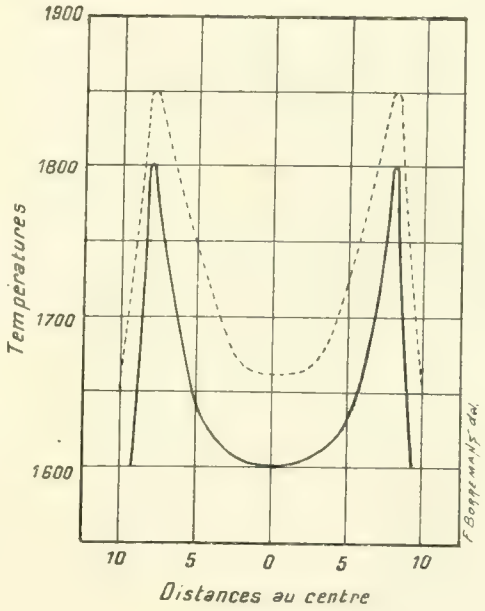


Fig. 6.

D'après les travaux récents de M. Féry il semble

1. Il ne faut pas mettre le chlorure de sodium juste au-dessous des rayons lumineux ; on obtiendrait des températures trop basses, car le sodium refroidit la flamme.

1. La température de 1872°, obtenue par M. Féry, correspond probablement à la région la plus chaude, située au voisinage immédiat du cône bleu.

2. Comme le bec de M. Schmidt n'avait que 2 cm de long, j'ai supprimé dans ma courbe le palier médian qui a exactement 1 cm. Les deux courbes deviennent ainsi comparables.

qu'on admet en général pour cette constante une valeur trop faible[1].

J'ai refait les calculs de M. Schmidt en admettant la valeur de M. Féry, de 18 pour 100 plus grande que celle de Kurlbaum. La courbe que j'ai obtenue ainsi coïncide avec celle qu'a donnée le renversement de la raie D.

Si l'on calcule la température moyenne de la flamme au moyen de la courbe de la figure 5, on trouve 1740° pour une flamme de 3 centimètres de long, alors que la mesure d'ensemble a donné 1760°, et 1725° au lieu de 1750° pour une flamme de 5 centimètres. La différence de 20° ou 25° est supérieure aux erreurs d'expérience. Nous pouvons en conclure que les parties les plus chaudes ont une influence prépondérante dans les mesures d'ensemble où toute la flamme est colorée. Ce fait n'a rien qui doive étonner, car le nombre de centres lumineux (et absorbants) présents dans le gaz croît certainement avec la température. On peut même prévoir que l'importance relative des régions chaudes variera avec la nature chimique de la substance colorante. A mesure que les sels métalliques seront plus difficiles à réduire, la température moyenne, donnée par une expérience d'ensemble, sera plus élevée, car la concentration des atomes métalliques (ou des ions) dans les parties les plus froides de la flamme sera de plus en plus faible. Ainsi s'explique très simplement une expérience de Kurlbaum et Günther Schulze[2], d'après laquelle la température d'émission des différentes raies dépend de la substance qui colore la flamme.

Reproduisons les résultats de leurs mesures.

Sel [illegible]	Température [illegible]
Na^2SO^4	1646°
Na^2CO	1665°
LiCl	1690°
Li^2CO	1695°
NaCl	1707°
LiCl	1751°
KCl [illegible]	1778°
RbCl	1812°

Nous pouvons remarquer que la température apparente augmente à mesure qu'augmente l'affinité du métal pour le métalloïde du sel (l'oxygène pour le sulfate et le carbonate). Ceci est bien conforme à ce qui a été dit plus haut[3].

Au contraire, si on mesure la température d'émission des raies en un point donné de la flamme on doit trouver le même nombre, quelle que soit la substance. C'est ainsi que M. Féry a constaté que la raie D et la raie rouge du lithium se renversent en même temps au point le plus chaud de la flamme. De même, j'ai trouvé, soit au milieu, soit sur les bords, la même température d'émission de la raie D, en colorant la flamme avec Na^2SO^4 ou NaCl. Une différence de 67° n'aurait pas pu passer inaperçue. Enfin, en mettant sur le cloisonnage du bec Méker un morceau de chlorure de rubidium, on constate à l'œil que la coloration est bien plus intense sur les bords qu'au centre.

V. — **Conclusions.** — L'identité des températures d'émission des rayons restants de la fluorine et de la raie D, et surtout l'identité de forme des deux courbes de la figure 5 prouvent que la *température est le facteur essentiel de l'émission des spectres de raies* (au moins pour les séries principales des métaux alcalins).

Il n'y a pas de luminescence dans la flamme (sauf peut-être dans le cône bleu); ou du moins ses effets sont insensibles.

Il reste cependant encore à expliquer l'expérience de M. Pringsheim, ce qui ne semble pas impossible. En tout cas, si certaines réactions chimiques sont nécessaires à l'émission de la raie D, elles n'interviennent qu'indirectement par la production de centres lumineux, et ne jouent qu'un rôle négligeable dans le phénomène d'émission. Les centres d'émission peuvent être, soit des atomes métalliques, soit des ions positifs, comme le croient P. Lenard et J. Stark.

Quant à la théorie de M. Fredenhagen, elle ne me semble pas très solide. En effet :

1° La concentration de l'oxygène à l'intérieur de la flamme est certainement infime.

2° Là où les phénomènes d'oxydation sont très intenses, dans le cône extérieur, la différence entre la température d'émission de la raie D et la température du milieu (si elle existe) n'est ni plus ni moins grande qu'au milieu de la flamme.

3° L'introduction de vapeurs de chlore (ou de chloroforme) dans les gaz qui alimentent une flamme de bec Bunsen ordinaire arrête l'émission des spectres métalliques de raies. C'est une expérience bien connue. L'introduction de chlore dans la flamme ne peut qu'augmenter la concentration de l'oxygène (par combinaison partielle avec l'hydrogène). Ce n'est donc pas la présence d'oxygène qui est nécessaire à la production des spectres de raies, mais celle de chlore qui lui est nuisible. Le chlore empêche la réduction des sels métalliques par les gaz de la flamme. Ceci est d'accord avec ce que la thermodynamique nous permet de prévoir sur la dissociation possible de NaCl vers 2000° absolus. Cette dissociation est certainement très faible, bien plus faible que celle de NaOH.

Pour finir, je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. Langevin et Rubens, dont les conseils m'ont été précieux. C'est au laboratoire de M. Rubens qu'a été fait une partie du travail relatif aux rayons restants.

(Reçu le 16 avril 1909.)

1. Féry, *C. R.*, **148**, 22 mars et 5 avril 1902.

2. Kurlbaum et Günther Schulze, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **8**, 1906, 259.

3. L'indium fait exception à la règle, mais ce métal est bien moins volatil que les autres.

Sur quelques expériences récentes relatives à l'hypothèse de l'existence d'électrons positifs

aux basses pressions dans certains tubes à décharges électriques

Par A. DUFOUR

[Ecole Normale Supérieure. — Laboratoire de physique.]

I. — *Historique.*

L'an dernier, M. J. Becquerel a publié certaines expériences[1] qu'il a faites dans des tubes à basse pression et qui lui ont permis d'observer un faisceau déviable particulier; il a été conduit à considérer ce faisceau comme pouvant être formé « d'électrons positifs libres, analogues aux électrons négatifs connus, ou du moins possédant un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur »[2].

Je vais rappeler rapidement ses expériences, en me limitant aux plus nettes.

Les tubes employés par M. J. Becquerel sont de la forme représentée par la figure 1.

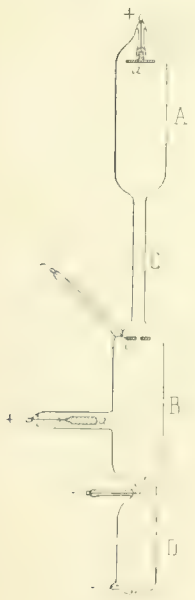


Fig. 1.

Ils comportent deux anodes a et a', deux cathodes c et c' et un écran de willémite w qui peut être aussi cathode. L'électrode c est formée d'un disque d'aluminium percé d'un trou de 1 millimètre de diamètre; c' est constituée, par exemple, par une boucle de fil de platine de 1,5 millimètre environ de diamètre.

Quand on alimente un pareil tube, vidé à la pression convenable, avec une machine électrostatique par exemple, on obtient différents rayonnements, parmi lesquels M. J. Becquerel considère particulièrement les deux suivants : 1° les rayons cathodiques issus de c vers c' ; 2° le faisceau canal traversant c dans le sens cc'. Si la pression est assez basse (inférieure à 0,005 millimètre) et si l'on crée au voisinage et au-dessus de c' un champ magnétique faible perpendiculaire à l'axe du tube, on voit partir de c' dans le sens $c'w$, outre un faisceau canal immobile et insensible à un champ magnétique faible, un autre faisceau appelé *faisceau positif déviable*, dont la déviation est toujours de sens contraire à celle des rayons cathodiques allant dans la même direction; c'est ce faisceau positif qui est particulièrement intéressant.

M. J. Becquerel considère ce qui donne naissance à ce faisceau déviable comme pouvant être formé d'électrons positifs. « Ces électrons positifs, dit-il, apparaissent comme le résultat d'une transformation partielle des rayons canaux[1] sous l'influence des rayons cathodiques[2]; la présence simultanée de ces deux sortes de rayons est en effet indispensable dans les expériences précédentes[3]. » Le signe de leur charge résulte de leur attraction par la cathode secondaire et du sens de leur déviation magnétique; la grande valeur de leur rapport de la charge à la masse, qui leur assigne la qualité d'électrons, est la conséquence de la déviation magnétique considérable qu'ils subissent dans un faible champ. Enfin ce faisceau déviable qui va dans le sens $c'w$, paraît perdre sa charge en franchissant la cathode c' et donne un faisceau insensible désormais au champ magnétique précédent; M. J. Becquerel explique ceci de la façon suivante : « Un résultat remarquable est la rapidité avec laquelle les électrons positifs disparaissent dès qu'ils ne sont plus au milieu des rayons cathodiques. En dehors d'une atmosphère relativement dense d'électrons négatifs, nécessaire pour les arracher aux rayons canaux, les électrons positifs semblent donc n'avoir qu'un très petit parcours libre[3] ».

Les interprétations précédentes ont été critiquées par M. Bestelmeyer[4] et par M. Moulin[5]. Malgré les réponses faites à ces observations par M. J. Becquerel[6] la question n'était pas éclaircie, il fallait faire de nouvelles expériences sur ce sujet.

De plus, on sait que les phénomènes de Zeeman anormaux ont conduit M. J. Becquerel à utiliser, en

1. J. Becquerel, *C. R.*, **146** (1908) 1508, **147** (1908) 121. — *Le Radium*, **5** (1908) 193.

2. *Le Radium*, **5** (1908) 199 (conclusions).

1. Ce sont les rayons canaux ayant traversé la cathode principale c dans le sens cc'.

2. Ce sont les rayons cathodiques émis par la cathode c dans le même sens cc'.

3. J. Becquerel, *Le Radium*, **5** (1908) 199 (8).

4. Bestelmeyer, *Physikalische Zeitschrift*, **9** (1908) 571.

5. Moulin, *Le Radium*, **6** (1909) 4.

6. J. Becquerel, *Le Radium*, **5** (1908) 529 et **6** (1909) [illegible].

vue de leur explication, l'hypothèse de l'existence d'électrons positifs dans les atomes, en plus des électrons négatifs déjà connus; cette hypothèse ne me paraît pas encore s'introduire nécessairement dans l'explication de ces phénomènes peut-être très compliqués. Mais si vraiment, M. J. Becquerel avait trouvé un faisceau d'électrons positifs libres dans les tubes à vide, il devenait alors probable pour moi, que leur considération devait intervenir dans les théories des phénomènes optiques, en particulier dans celle des phénomènes de Zeeman longitudinaux anormaux, que j'ai découverts, comme on sait, dans le cas des vapeurs. Ceci explique pourquoi j'ai été amené à reprendre les expériences de M. J. Becquerel sur le faisceau positif déviable qu'il a obtenu dans ses tubes; j'ai voulu voir si l'hypothèse des électrons positifs libres était nécessaire pour expliquer les propriétés de ce faisceau déviable. On trouvera les éléments de cette discussion dans les *Comptes Rendus*[1]; je vais donner ici le détail de mes expériences. Afin de fixer les idées, je donne tout de suite ma conclusion qui est la suivante:

Le faisceau positif déviable, attribué par M. J. Becquerel à des électrons positifs, est assimilable à un afflux secondaire, de la nature de ceux signalés depuis longtemps par M. Villard[2], et qui est prolongé dans l'ampoule D par un faisceau canal.

II. *Dispositif expérimental.*

Les tubes que j'ai employés sont aussi représentés par la figure 1, bien qu'ils ne soient pas de la forme la plus heureuse pour atteindre le but souhaité. En effet, si, comme l'indique M. J. Becquerel, les rayons canaux traversant c dans le sens cc' sont nécessaires à la formation du faisceau positif déviable, il aurait fallu non pas rétrécir le tube dans la région C comme l'indique la figure, en lui donnant à cet endroit un diamètre de 6 millimètres environ, mais au contraire le faire très large afin que l'afflux venant de A vers c soit nourri pour que le faisceau canal traversant c dans le sens cc' soit intense. Quoi qu'il en soit, j'ai voulu d'abord opérer dans des conditions aussi identiques que possible à celle dans lesquelles M. J. Becquerel s'était placé.

Ces tubes ont été reliés à une trompe à mercure ordinaire, munie d'une jauge pour mesurer les pressions; j'ai fait moi-même la graduation de la jauge afin d'être sûr de ses indications. Comme d'habitude, la trompe était garnie d'un desséchant (anhydride phosphorique) dans l'état neuf convenable pour assurer la dessiccation de l'ensemble. Quand le vide avancé était obtenu, on chauffait fortement le tube et on le faisait fonctionner afin de le débarrasser des gaz et de la vapeur d'eau retenus par les parois et les électrodes. Un osmorégulateur Villard, en platine, permettait de faire entrer dans l'appareil de l'hydrogène pur et sec.

N'ayant pas de machine électrostatique à 8 plateaux à ma disposition, je l'ai remplacée par un dispositif équivalent au point de vue de la constance du potentiel et quelquefois supérieur pour la puissance disponible. C'est le montage indiqué par M. Villard, il y a quelques années, et qui est le suivant: on alimente le tube par un condensateur de grande capacité chargé à haut potentiel et dont le débit est réglé par deux résistances liquides; le condensateur est chargé par une bobine d'induction munie d'un interrupteur Wehnelt; deux soupapes Villard en série entre le secondaire de la bobine et le condensateur laissent passer le courant de charge du condensateur et empêchent la décharge de ce dernier au travers du secondaire de la bobine. La capacité employée est suffisante pour que le tube fonctionne pendant plus d'une minute sans qu'on ait besoin de recharger le condensateur; ce sont donc là de très bonnes conditions de fonctionnement[1].

III. *Description des expériences.*

Expériences préliminaires. — J'ai d'abord répété les expériences mêmes de M. J. Becquerel et j'ai constaté les résultats expérimentaux qu'il a annoncés. En particulier, quand la pression est assez basse, et quand on crée un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du tube, au voisinage et au-dessus de c', on observe l'apparition et la déviation dans le sens voulu, contraire à celle des rayons cathodiques issus de c, du faisceau positif déviable dans l'ampoule D. On voit aussi un faisceau canal sortant de c', dans l'ampoule D et qui reste pratiquement immobile. L'écran de willémite w n'est d'ailleurs pas nécessaire; il est plutôt gênant car il dégage des gaz et peut rendre les mesures de pression illusoires; il est bien plus sûr et aussi commode d'observer directement le faisceau dans le gaz de l'ampoule D ou la tache jaune orangée qu'il donne sur le verre.

Le seul point sur lequel je sois en désaccord avec

1. A. Debierne, *C. R.*, **148**, 481. L. Bouchet, *C. R.*, **148**, 559. A. Debierne, *C. R.*, **148**, 1909, 622.

2. Villard, *Les rayons cathodiques*, 1re édition, 1900, 97 (Collection Scientia).

1. A titre de renseignement, voici les dimensions du condensateur employé. Il était formé de 6 condensateurs plans faits chacun d'une feuille de verre ordinaire (105 cm. × 0,57 cm.) recouverte sur ses deux faces de feuilles de papier d'étain (80 cm. × 50 cm.) collées au suif. Ces condensateurs plans étaient réunis deux à deux en cascade, les trois cascades obtenues étant groupées en parallèle. La capacité de la batterie ainsi constituée était de l'ordre du centième de microfarad. Le voltage supporté sans danger par cette batterie correspondait à une étincelle d'une dizaine de centimètres de longueur entre boules. C'est un voltage bien supérieur à celui qu'exigeait le fonctionnement du tube. Les résistances liquides en série avec le tube et la batterie étaient formées de deux colonnes d'alcool éthylique à 96° ayant chacune une soixantaine de centimètres de longueur et un diamètre de 5 millimètres environ.

M. J. Becquerel, c'est sur les valeurs numériques des pressions. Il trouve que le faisceau positif déviable apparaît au voisinage d'une pression de 0,005 millimètre et qu'il est le plus marqué vers le millième de millimètre. Je trouve dans mes expériences faites avec des tubes pareils à ceux qu'il décrit, que le faisceau positif déviable se montre à une pression de l'ordre de 0,05 millimètre et qu'il est le plus marqué vers la pression du centième de millimètre. J'ai tout de même opéré aux basses pressions indiquées par M. J. Becquerel; le fonctionnement du tube dans ces conditions est d'ailleurs très dangereux pour sa conservation.

Discussion. — Il y a deux points importants dans l'explication des propriétés et de la formation du faisceau positif déviable donnée par M. J. Becquerel : 1° Il attribue sa déviation à l'action du champ magnétique créé au voisinage de c' sur les électrons positifs qui le constituent.

2° Ces électrons positifs seraient dus à l'action des rayons cathodiques émis par c dans l'ampoule B, sur les rayons canaux ayant traversé c dans le sens cc'. Ce sont ces deux points que nous allons étudier expérimentalement.

I. — **La déviation du faisceau positif déviable n'est pas due à l'action qu'il peut subir du champ magnétique.** — 1° S'il était vrai que la déviation de ce faisceau fût due au champ magnétique qu'on crée au voisinage de c', elle devrait varier avec l'intensité de ce champ, toutes choses égales d'ailleurs, c'est-à-dire la déviation des rayons cathodiques issus de c restant la même.

J'ai fait alors l'expérience suivante (fig. 2) : au lieu de faire agir le petit aimant[1] au voisinage de c', ce qui amène le faisceau cathodique en T sur le verre, on le fait agir près de la cathode c de manière à amener le faisceau cathodique (marqué en trait plein) à la même place T que précédemment. Il est évident que le champ magnétique en c' est beaucoup plus faible dans le second cas que dans le premier. On constate pourtant dans les deux cas la même déviation du faisceau positif (marqué en trait pointillé). C'est donc que cette déviation ne dépend pas de l'intensité du champ vers c'.

2° On peut aussi montrer qu'elle ne dépend même pas du sens du champ près de c', pourvu que la région T d'arrivée des rayons cathodiques soit toujours au même endroit. Dans l'expérience précédente le champ avait un même sens de c jusqu'à w et l'on observait une déviation du faisceau positif à gauche, par exemple, dans l'ampoule D (fig. 2). Si l'on change le sens du champ dans la région voisine de c', là où se forment les électrons positifs, ils doivent donner dans D un faisceau dévié maintenant à droite, même si la

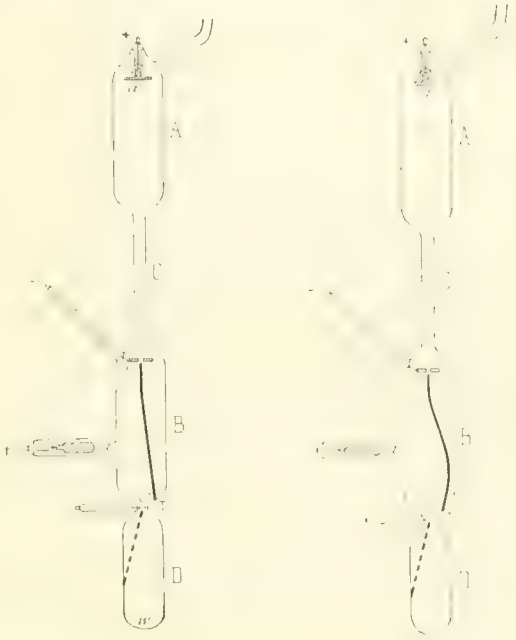


Fig. 2. Fig. 3

tache T reste à la même place. Pour opérer dans ces conditions, on crée dans la région cc' un champ de même sens que dans l'expérience précédente et dans la région $a'c'$ un champ de sens contraire, et par tâtonnements on arrive à maintenir à la même place T la région d'arrivée des rayons cathodiques sur le verre (fig. 3).

On voit sur la figure 3 la trajectoire schématique des rayons cathodiques issus de c (trait plein) : sa courbure change de sens avec celui du champ. On doit s'attendre à voir la déviation du faisceau positif dans D se faire vers la droite. On trouve expérimentalement qu'elle se fait vers la gauche (trait pointillé), comme si le champ magnétique n'avait pas changé de sens près de c'. Donc, si la tache T reste à la même place, la déviation du faisceau positif reste identique, même si l'on change le sens du champ où il se trouve.

Il en résulte que la cause de la déviation du faisceau positif n'est pas dans l'action du champ magnétique sur les électrons positifs hypothétiques qui le constituent, mais dans la place de la tache T sur le verre. L'expérience suivante le montre nettement.

3° Il suffira en effet d'amener, par un moyen quelconque, cette tache T à se faire à cette même place, pour observer la même déviation du faisceau positif.

A cet effet on peut, en l'absence de tout champ magnétique, faire tourner la cathode c autour d'un axe contenu dans son plan et perpendiculaire à l'axe du tube, jusqu'à ce que les rayons cathodiques, toujours émis normalement par la cathode et tournant avec

1 Il est plus commode et plus correct de se servir d'électro-aimants plutôt que d'aimants.

elle, viennent frapper en T la paroi voisine de c' (fig. 4). A ce moment on constate l'existence du faisceau positif et sa même déviation que précédemment. Quand on fait osciller la cathode, la tache T passe d'un côté à l'autre de c' et le faisceau positif suit ses déplacements en pivotant autour de c'.

En résumé, c'est la position de la tache T sur la paroi de verre près de c' qui définit la direction du faisceau positif déviable.

Fig. 4.

II. — Le faisceau canal qui traverse c dans le sens cc' est inutile à la formation du faisceau positif déviable.

D'après M. J. Becquerel, les rayons canaux venant de la cathode c vers c' sont indispensables à la formation du faisceau positif déviable. Voici ce qu'il dit à ce sujet : « D'autre part les rayons canaux ayant traversé la cathode principale c jouent également un rôle fondamental, car la suppression de l'afflux venant de A, ou une trop grande diminution de cet afflux, entraîne la disparition du faisceau positif déviable[1] ». Mais M. J. Becquerel ne décrit pas les expériences qu'il a faites dans ce but.

A priori, on peut douter que les rayons canaux venant de c jouent un rôle dans la formation du faisceau positif; j'ai déjà dit plus haut que la forme du tube choisie par M. J. Becquerel a pour effet de réduire presque à rien le faisceau canal qui traverse c. L'expérience va justifier cette dernière opinion.

1° J'ai isolé l'électrode a : je l'ai aussi reliée à la cathode c; dans les deux cas, surtout dans le second, l'afflux venant de l'ampoule A vers c a été supprimé. Cela n'empêche que j'ai quand même obtenu le faisceau positif déviable ainsi que ses déviations comme précédemment.

2° J'ai obturé par un petit écran en platine le trou de la cathode c; il est alors hors de doute qu'il n'y a plus de faisceau canal provenant de cette électrode. J'ai constaté encore l'existence du faisceau positif et ses déviations quand la tache T se déplace.

3° Il en résulte alors que, dans les tubes de M. J. Becquerel, toute la partie AC est inutile et peut être supprimée sans inconvénient. L'expérience justifie pleinement cette conséquence.

J'ai fait quelques tubes dans lesquels j'ai conservé seulement la cathode c *pleine*, l'anode a' et la cathode auxiliaire c'. Dans tous j'ai obtenu le faisceau de M. J. Becquerel. La figure 5 représente l'un des modèles employés : la cathode c, pleine, est ici concave pour concentrer un peu les rayons cathodiques dans l'orifice o; on crée dans la région étroite H un faible champ magnétique qui envoie les rayons cathodiques en T, par exemple; on observe aussi dans la boule inférieure D le faisceau positif déviable représenté ici en pointillé, dévié par conséquent en sens inverse des rayons cathodiques et pivotant autour de c' quand T se déplace.

Fig. 5.

En résumé, le faisceau canal issu de c n'intervient en aucune façon dans la formation du faisceau positif déviable.

IV. — *Conclusions.*

Qu'est-ce donc que ce faisceau positif déviable?

M. J. Becquerel l'avait attribué à des électrons positifs libres, au moins au-dessus de c', puisque ce faisceau attiré par une cathode pouvait subir, d'après lui, une déviation magnétique considérable dans un champ relativement faible. Cette opinion est inexacte, puisque j'ai montré que cette déviation n'était nullement un effet direct du champ sur le faisceau positif considéré.

Or, M. J. Becquerel a lui-même observé que le faisceau devient insensible au champ, après qu'il a traversé une cathode, et qu'il est alors pour ainsi dire déchargé; de plus il donne sur les parois de verre qu'il rencontre une tache jaune orangé. La première propriété appartient aux afflux de M. Villard; la seconde fait penser aux rayons canaux. Il suffit alors de se reporter au livre de M. Villard sur « Les Rayons Cathodiques », pour y trouver la solution de la question. On lit, en effet, à la page 97 de la première édition de cet ouvrage : « ... Dans l'appareil précédent,... dévions les faisceaux cathodiques au moyen d'un aimant, jusqu'à les amener loin des trous du diaphragme et jusque sur la paroi de verre, où leurs points d'impact sont plus aisés à reconnaître.

[1] J. Becquerel, *Le Radium*, 5, 1908, 197, 2 colonne.

Nous constaterons alors qu'un nouvel afflux se forme et arrive à la cathode en face de chacun de ces points d'impact, comme partant de chacun de ces points....

L'explication des observations de M. J. Becquerel s'en déduit immédiatement et nous sommes donc conduit à la conclusion suivante :

Le faisceau positif déviable, attribué par M. J. Becquerel à des électrons positifs libres, n'est donc qu'un afflux secondaire, prolongé dans le tube D par un faisceau canal.

Il est à présumer que cet afflux secondaire est formé par les ions positifs produits dans le gaz à l'endroit de la tache T, sous l'influence des rayons cathodiques qui viennent frapper la paroi, probablement à cause des rayons X par exemple qui résultent de l'arrêt brusque des corpuscules cathodiques.

On conçoit aussi pourquoi ce phénomène ne se produit qu'au-dessous d'une certaine pression : celle à partir de laquelle les rayons cathodiques arrivent en T avec une énergie suffisante.

Les phénomènes observés par M. J. Becquerel n'exigent donc pas la considération d'électrons positifs et sont ramenés aux propriétés connues des afflux.

En résumé, on ne connaît pas encore d'expériences dans lesquelles on ait constaté directement l'existence d'électrons positifs libres; les quelques expériences où l'on a cru en rencontrer, jusqu'à présent, n'ont pas résisté à une étude plus complète.

Tandis que l'introduction des électrons négatifs dans les théories des phénomènes optiques est appuyée par de nombreux faits expérimentaux relatifs aux rayons cathodiques, il n'en est pas encore de même pour l'hypothèse de l'existence des électrons positifs. Il est donc permis de s'étonner du reproche adressé par M. J. Becquerel à quelques physiciens de « manifester contre cette hypothèse une aversion souvent injustifiée, quelquefois fondée sur d'importantes idées théoriques, mais dans tous les cas ne reposant sur aucune base expérimentale[1] ». A mon avis, la base expérimentale qui manque vraiment est, tout au contraire, justement celle que M. J. Becquerel avait cru apporter en faveur des électrons positifs par ses expériences faites dans les tubes à basse pression. On a évidemment le droit d'utiliser l'hypothèse, déjà ancienne d'ailleurs, de l'existence d'électrons positifs, mais en sachant bien que, jusqu'à présent, elle ne repose sur aucune constatation expérimentale *directe* d'électrons positifs libres.

(Reçu le 4 avril 1909.)

MÉMOIRES TRADUITS

Sur le passage des rayons Röntgen à travers les gaz et les vapeurs[2]

Par J. CROWTHER

(Université de Cambridge. — Laboratoire de M. J. J. Thomson)

1. Introduction. — Le présent travail est la continuation de recherches antérieures[1] sur le passage du rayonnement de Röntgen à travers les gaz et les vapeurs. Ces recherches établissaient que, si les gaz et les vapeurs dont tous les constituants ont de faibles poids atomiques émettent un rayonnement secondaire simplement proportionnel à la densité du gaz, ceux qui contiennent des éléments de poids atomiques élevés, en particulier les composés de l'arsenic et du brome, émettent un rayonnement secondaire dont l'intensité est hors de toute proportion avec ce que l'on pourrait attendre de leur densité. En outre, tandis que le rayonnement secondaire des premiers a le même pouvoir de pénétration à peu près que le rayonnement primaire, le rayonnement secondaire émis par les gaz de la seconde catégorie est généralement beaucoup plus doux. Une troisième classe de corps, comprenant le chlorure stannique et l'iodure de méthyle, forme un cas intermédiaire : la dureté des rayons secondaires est égale à celle des rayons primaires, mais leur intensité, qui dépend d'ailleurs de la dureté des rayons primaires, est intermédiaire entre les intensités du

1. *Phil. Mag.*, VI, **14** 1907 655.

1. J. Becquerel, *Le Radium*, 5 1908 561.

2. Mémoire communiqué par l'auteur, présenté à la *Royal Society of London*, le 14 janvier 1909.

rayonnement secondaire émis par les gaz des deux premières catégories.

Les phénomènes que l'on s'est proposé de mesurer sont les suivants :

1° L'absorption des rayons primaires par le gaz;

2° L'ionisation produite dans le gaz par le passage des rayons;

3° Le rayonnement secondaire que le gaz émet.

II. Appareil. — L'appareil était constitué, comme auparavant, par deux boîtes de laiton semblables A et A′ (fig. 1) disposées symétriquement par rapport

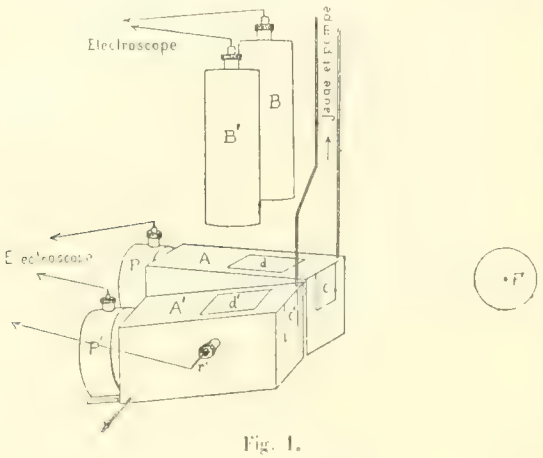


Fig. 1.

au tube focus F. Les rayons pénétraient par les fenêtres d'aluminium mince c et c', et une partie du rayonnement secondaire, sortant à travers les fenêtres d'aluminium d et d', arrivait dans les deux chambres d'ionisation cylindriques B, B′.

Une partie du rayonnement primaire, après avoir traversé les boîtes dans toute leur longueur, en sortait par les fenêtres d'aluminium e, e' (fig. 2) et pé-

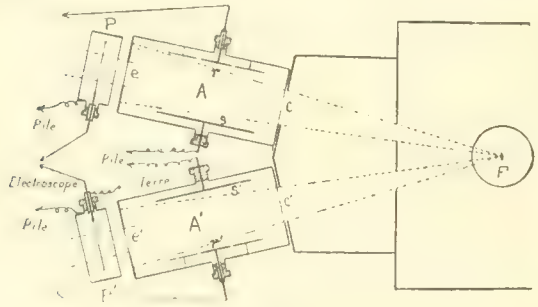


Fig. 2

nétrait dans les chambres d'ionisation P, P′, qui permettaient de le mesurer. La grandeur de l'absorption produite par le gaz peut être ainsi déterminée. Pour déterminer l'ionisation produite dans le gaz par le passage des rayons, des électrodes r, s, r', s' étaient placées dans les chambres A et A′. Elles étaient formées de disques d'aluminium parallèles, pourvus d'anneaux de garde et isolées des parois de la caisse par des tubes de quartz. Elles étaient disposées de façon que le faisceau primaire ne pût les rencontrer. Les plateaux s et s' étaient chargés au moyen d'une batterie d'accumulateurs; r et r' étaient reliés à un électroscope Wilson, leurs anneaux de garde au sol. L'une des boîtes renfermait de l'air servant de terme de comparaison. Les différentes chambres d'ionisation étaient reliées par paire à trois électroscopes Wilson inclinés. Au moyen de clefs parfaitement isolées qui pouvaient être manœuvrées à distance, on pouvait relier à un des électroscopes soit l'une des chambres d'ionisation, soit l'autre de la même paire, servant d'étalon. On pouvait donc, à très peu d'intervalle, mesurer le rapport des deux courants; avec un électroscope Wilson dont le zéro et la sensibilité sont sujets à fluctuations, cette méthode de comparaison était tout à fait convenable et donnait plus de précision que l'emploi de deux instruments séparés.

III. L'ionisation et la pression. — (L'auteur donne quelques indications sur la source de rayons X qu'il a employée. Il montre que si l'on néglige le rayonnement secondaire pénétrant qui peut être émis par le gaz, et que si le rayonnement secondaire mou est complètement absorbé lui-même, l'ionisation doit être proportionnelle à la pression.)

Les électrodes placées dans les chambres à gaz étaient placées à quelque distance de la fenêtre de devant pour éviter les effets du rayonnement secondaire mou émis par l'aluminium. Le faisceau primaire avait donc une certaine épaisseur de gaz à traverser avant d'atteindre l'espace compris entre les électrodes et subissait de ce fait une certaine absorption. Il était aisé de faire la correction correspondante, connaissant par d'autres mesures le coefficient d'absorption du gaz.

Dans les premières expériences aucun écart n'a été constaté par rapport à la loi de proportionnalité à la pression. On a pensé que cela devait provenir de ce que les rayons secondaires étaient trop mous pour atteindre les parois limitant le gaz, même aux plus basses pressions employées. La distance entre les plateaux a été réduite alors à 5 millimètres, le faisceau primaire étant limité par une fente de $1^{mm},2$ de large, de sorte que les rayons passaient entre les plateaux sans les atteindre. Avec cette disposition, une pénétration de 2 millimètres seulement aurait suffi pour permettre aux rayons secondaires mous d'atteindre les limites de la masse gazeuse.

La figure 3 reproduit quelques-unes des courbes obtenues. Dans le cas de l'iodure de méthyle les ordonnées ont été considérablement réduites. On remarquera que bien que la pression ait été abaissée, dans le cas de l'air, à 10 millimètres, dans le cas de l'iodure de méthyle et du bromure d'éthyle à 0,7 millimètre et 0,2 millimètre respectivement, les courbes

obtenues sont parfaitement rectilignes (en exceptant la partie de la courbe du bromure d'éthyle qui est relative aux pressions élevées, et qui a été influencée par l'ionisation due au rayonnement secondaire péné-

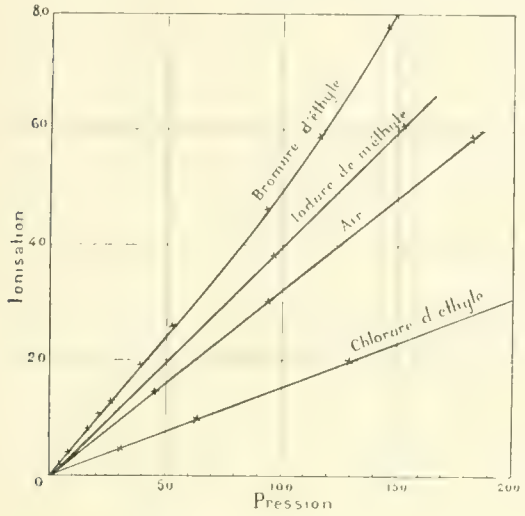


Fig. 3.

trant), et on n'aperçoit aucune tendance à un écart par rapport à la loi de proportionnalité. Les expériences ont été répétées sur le chlorure de méthyle et l'iodure d'éthyle avec des résultats semblables. Nous devons donc admettre que le rayonnement secondaire mou émis par un gaz, ou bien est trop absorbable pour traverser 2 millimètres de ce gaz même aux basses pressions employées, ou bien, ce qui semble plus probable, produit une ionisation trop faible, en comparaison de celle qui est due à l'action directe du rayonnement primaire, pour avoir une influence appréciable sur la forme des courbes. Dans ce cas, la presque totalité de l'ionisation produite dans le gaz est due à l'action des rayons primaires.

IV. Absorption des rayons primaires. — Pour mesurer l'absorption des rayons primaires par le gaz, il suffisait de trouver le rapport du courant d'ionisation dans P′ au courant produit dans P, en premier lieu quand la chambre A′ était évacuée, et en second lieu quand elle était remplie du gaz à étudier. Le premier rapport donnait une mesure de l'intensité initiale I_0 du faisceau; et le second de l'intensité I après le passage à travers le gaz.

Des expériences ont été faites avec différents gaz à différentes pressions et des courbes ont été construites en prenant en abscisses les pressions et en ordonnées les valeurs ainsi obtenues pour $\log_{10} \frac{I}{I_0}$ (fig. 4).

On a trouvé que l'absorption varie beaucoup avec la dureté du rayonnement employé, et on a rencontré quelque difficulté à obtenir un fonctionnement régulier du tube pendant une longue série de mesures. Pourtant, dans les limites des erreurs expérimentales, les courbes obtenues dans tous les cas sont des droites. La loi d'absorption est donc exponentielle, et l'on peut écrire

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{p}{\pi}\lambda d}$$

en désignant par p la pression du gaz, π la pression atmosphérique normale, d la longueur traversée par

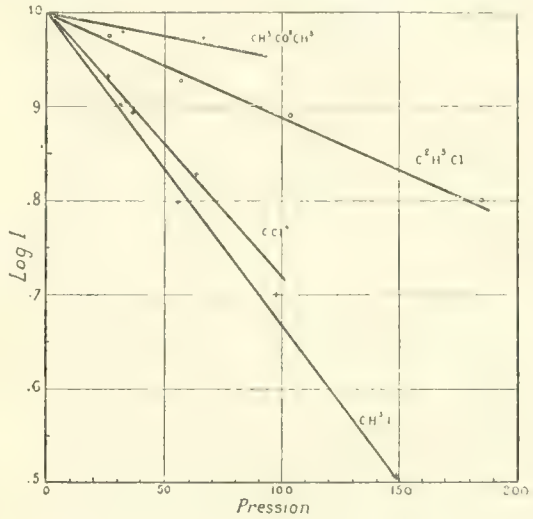


Fig. 4.

les rayons dans le gaz, et λ une constante que l'on peut appeler le coefficient d'absorption du rayonnement par le gaz. Les valeurs de λ pour les différents gaz étudiés sont données, pour un rayonnement dur et pour un rayonnement mou, dans la 5e et la 6e colonne du tableau I.

Tableau I.

Gaz	Rayons mous		Rayons durs		Radiation secondaire	Densité relative
	Ionisation relative	λ	Ionisation relative	λ		
Air	1.00	—	1.00	—	1.00	1.00
H^2. . . .	0.01	—	0.18	—	0.12	0.07
CO^2.	1.57	-	1.49	-	1.54	1.55
CH^3-CO^2-CH^3	4.95	0.02	5.90	0.005	2.72	2.57
C^2H^5Cl. . .	18.0	0.074	17.5	0.022	5.2	2.24
CCl^4	67.5	0.24	71	0.06	8.6	5.75
$Ni(CO)^4$. . .	89	0.20	97	0.156	8.1	5.90
C^2H^5Br. . .	72	0.50	118	0.14	217	5.78
CH^3Br. . . .	71	0.29	—	—	215	5.50
CH^3I. . . .	145	0.50	125	0.18	41.5	4.96
$Hg(CH^3)^2$. . .	425	0.16	—		—	7.95

Avec l'appareil employé, il n'a pas été possible de mesurer les coefficients d'absorption de l'air, de l'hydrogène et de l'acide carbonique, l'absorption produite par un trajet de 20 centimètres (longueur de la boîte) étant trop faible.

V. Ionisation relative dans différents gaz. — Pour calculer les ionisations relatives dans différents gaz, l'air était pris comme terme de comparaison, en rapportant naturellement les résultats à la même pression. Si l'on appelle A′ et A les courants d'ionisation dans les deux chambres à gaz, le rapport des valeurs de $\frac{A'}{A}$ quand l'une des chambres est d'abord remplie du gaz à étudier puis en suite d'air à la même pression, donnait la valeur de l'ionisation relative du gaz, considéré par rapport à l'air (voir tableau I).

Il saute aux yeux qu'il n'y a aucune relation étroite entre l'ionisation et la radiation secondaire (dont la valeur est inscrite dans la 6e colonne du tableau I). La première, par exemple, semble croître plus ou moins uniformément quand nous passons à des composés contenant des éléments de poids atomiques de plus en plus élevés, le maximum d'ionisation se produisant pour le mercure-méthyle, dont l'ionisation est environ 400 fois celle de l'air. Le rayonnement secondaire, d'autre part, atteint un maximum pour les composés bromés, le bromure d'éthyle en particulier pour les gaz compris dans le tableau I. Pour ce gaz et l'iodure de méthyle, les valeurs obtenues dépendent de la qualité du rayonnement primaire et nous y reviendrons plus loin.

Le professeur Thomson a suggéré que l'ionisation relative dans un gaz pourrait être une propriété additive, dépendant seulement du nombre et de la nature des différents atomes présents. Les valeurs inscrites dans la colonne 2 du tableau I nous permettent de contrôler cette hypothèse. D'après les nombres correspondants à l'acide carbonique, l'air, le chlorure d'éthyle, le bromure de méthyle et l'hydrogène, nous obtenons ainsi les valeurs suivantes de l'ionisation atomique pour les différents éléments contenus dans ces corps : [H = 0,005, (O) = 0,55, (C) = 0,46, (Cl) = 17,0, (Br) = 70,5. Avec ces nombres nous pouvons alors calculer l'ionisation relative pour l'acétate de méthyle, le tétrachlorure de carbone et le bromure d'éthyle. Les résultats sont contenus dans le tableau II.

Tableau II.

Gaz	Ionisation relative	
	Calculée	Observée
$CH^3 CO^2 CH$	2,52	4,95
CCl^4	68,4	67,5
$C^2 H^5 Br$	71,5	72,5

On voit que l'accord est bon pour le tétrachlorure de carbone et le bromure d'éthyle, mais pas très satisfaisant pour l'acétate de méthyle. [L'état de combinaison chimique ne paraît pas indifférent. En admettant néanmoins l'hypothèse, on trouve des ionisations relatives atomiques qui vont en croissant avec le poids atomique.

VI. Variation de l'ionisation avec la dureté des rayons primaires. — Le tableau III montre comment l'ionisation relative de l'hydrogène varie avec la dureté des rayons primaires, mesurée, comme à l'ordinaire, par la longueur d'étincelle juste suffisante pour produire l'extinction du tube. On voit qu'elle augmente rapidement quand la longueur d'étincelle équivalente passe de 14 à 18 mm.

Tableau III.

Hydrogène	
Longueur d'étincelle équivalente.	Ionisation relative
8 mm.	0,010
12	0,015
14	0,021
16	0,068
18	0,107
20	0,135
24	0,152
28	0,180

Bien que l'augmentation ne soit pas aussi notable que dans le cas de l'hydrogène, le tableau I montre qu'elle existe aussi pour le bromure d'éthyle. Pour le chlorure d'éthyle et le tétrachlorure de carbone elle reste sensiblement constante, tandis que pour l'iodure de méthyle et l'acétate de méthyle, elle subit une diminution marquée lorsque les rayons deviennent plus durs.

[L'auteur montre comment ces changements de l'ionisation relative avec la dureté du rayonnement, permettent de prévoir le sens dans lequel aura lieu la perturbation produite sur l'ionisation relative quand le rayonnement frappe les électrodes. Le rayonnement secondaire de la paroi comprenant des rayons β très mous, on doit constater une forte diminution de l'ionisation *relative* pour des vapeurs comme l'iodure de méthyle, le bromure d'éthyle ou le tétrachlorure de carbone comparées à l'air. Il vérifie cette vue par l'expérience en inclinant la boîte A′ par rapport au faisceau incident. Partant de là, il montre que dans certaines expériences d'Eve[1] sur l'ionisation de divers gaz ou vapeurs par des rayons Röntgen très pénétrants auxquels on faisait traverser la paroi même du récipient, servant d'électrode, la majeure partie de l'ionisation était due, en réalité, aux rayons β émis par les parois du récipient. Cela pourrait expliquer qu'Eve ait trouvé le même résultat pour les rayons Röntgen et pour les rayons γ].

1. Eve, *Phil. Mag.*, VI-8, 1904, 610.

VII. Rayonnement secondaire. — Sa variation avec la dureté du rayonnement primaire. — La comparaison a été faite des intensités relatives du rayonnement secondaire émis par l'air, le bromure d'éthyle et l'iodure de méthyle pour différents degrés de dureté des rayons primaires. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau IV.... Ils ont été corrigés de l'absorption des rayons primaires dans le gaz et de l'absorption des rayons secondaires par la fenêtre d'aluminium *d*.

Tableau IV.

Longueur d'étincelle équivalente.	Radiation secondaire.			Ionisation relative
	C^2H^5Br Air.	CH^3I Air	CH^3I C^2H^5Br.	CH^3I C^2H^5Br
mm.				
8	1.00	1.00	1,00	1,00
14	1,00	1,27	1,27	—
18	0,98	1,60	1,65	
22	0,91	2,08	2,28	—
26	0,80	2,42	3,05	0,52

On voit que l'intensité du rayonnement secondaire émis par le bromure d'éthyle comparé à celui de l'air est à peu près indépendant de la dureté des rayons primaires pour les rayons mous et moyennement durs (étincelle équivalente comprise entre 8 et 18 mm.) Pour les rayons très durs, cependant, il y a une diminution nette.

Pour l'iodure de méthyle, au contraire, l'intensité du rayonnement secondaire comparé à celui de l'air manifeste une augmentation rapide avec la dureté du rayonnement primaire.

VIII. Absorption des rayons secondaires. Aucune expérience directe n'a été faite sur ce point, mais quelques expériences sur la manière dont varie avec la pression du gaz l'intensité de son rayonnement secondaire permettent de calculer approximativement le coefficient d'absorption des rayons secondaires par le gaz lui-même.

La courbe I (fig. 5) indique la loi de variation du rayonnement secondaire du bromure d'éthyle avec la pression. Elle s'incline notablement vers l'axe des pressions. Or, dans le travail antérieur, il avait été établi que lorsqu'il n'y a aucune absorption appréciable, l'intensité du rayonnement secondaire est simplement proportionnelle à la pression. L'écart entre la courbe expérimentale et une droite, pour les pressions élevées, est donc dû :

1° A l'absorption des rayons primaires par le gaz;

2° A l'absorption des rayons secondaires par le gaz.

Or, l'absorption des rayons primaires peut être aisément mesurée, comme on l'a vu plus haut. En faisant la correction correspondante, on obtient la courbe II, qui est encore inclinée vers l'axe des pressions.

Puisque l'intensité réelle du rayonnement secondaire produit est représentée par une ligne droite III, tangente à la courbe II à l'origine, tandis que l'intensité du rayonnement sortant du gaz, après une absorption partielle, est représentée par la courbe II, le rapport des ordonnées des courbes II et III doit donner, pour chaque pression, le rapport $\frac{I}{I_0}$.

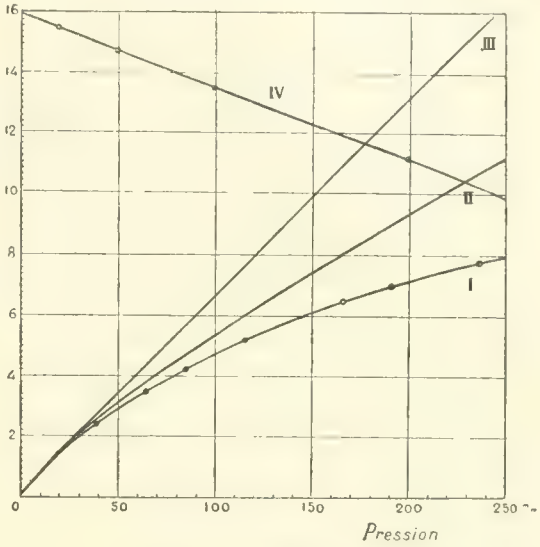


Fig. 5.

En portant en ordonnées $\log_{10}\frac{I}{I_0}$, nous obtenons la courbe IV, qui représente l'absorption des rayons secondaires par le gaz même.

Le rapport des coefficients d'absorption du gaz pour les rayons primaires et secondaires est à peu près le même, 2,5, que le rapport correspondant pour une feuille d'aluminium. Ces résultats (qui s'étendent également au bromure de méthyle) ne sont qu'approchés, mais ils semblent indiquer qu'un gaz n'est ni exceptionnellement transparent, ni exceptionnellement opaque pour le rayonnement secondaire qu'il émet.

IX. Ionisation totale. — L'ionisation totale produite dans différents gaz par l'absorption complète de rayons de Röntgen du type ordinaire n'a pas encore été directement mesurée. Si q est la grandeur relative de l'ionisation produite dans un gaz donné et γ le coefficient d'absorption du rayonnement par le gaz, on peut montrer aisément que l'ionisation relative totale T est donnée par l'équation

$$T = q\int_0^\infty e^{-\gamma x}\,dx \quad (1)$$

ou

$$T = \frac{q}{\gamma}.$$

1. J. J. Thomson, *Conduction through gases*, 1906, 505.

Or, q et γ ont été déterminés plus haut; nous pouvons donc calculer T. Si T est le même pour tous les gaz, le nombre total d'ions produits dans divers gaz par un rayonnement donné doit être le même.

Le tableau V contient les valeurs de $\frac{q}{\gamma}$ pour les différents gaz expérimentés, avec des rayons durs ou mous. Comme on n'avait pu mesurer le coefficient d'absorption pour l'air, on a choisi l'acétate de méthyle comme terme de comparaison. La 4e colonne contient quelques nombres donnés par Kleeman pour l'ionisation relative produite dans les différents gaz par l'absorption totale des rayons γ.

Tableau V

Gaz	Ionisation totale calculée		Ionisation totale expérimentale rayons
	Rayons mous	Rayons durs	
Air	—		1.00
$CH^3CO^2CH^3$	1.00	1.00	—
C^2H^5Cl	1.64	1.0	1.52
CCl^4	1.42	1.5	1.52
$Az.CO^2$	1.76	0.91	
C^2H^5Br	0.96	1.08	—
CH^3Br	0.98		1.52
CH^3I	1.92	0.88	1.55
$Hg(CH^3)^2$	1.76	—	—

Or on voit que le rapport $\frac{q}{\gamma}$ n'est pas le même pour les différents gaz, et les variations sont considérablement plus grandes que celles qui peuvent être attribuées aux erreurs expérimentales (L'auteur développe ce point.).... Il faut mentionner que les valeurs de q et de γ pour un gaz donné étaient faites simultanément pour s'assurer qu'elles étaient exactement comparables. Comme q et γ varient avec la dureté du rayonnement primaire, cette précaution était indispensable.

X. Énergie dépensée pour former un ion. — (L'auteur calcule sa valeur relative par rapport à l'acétate de méthyle, d'après l'ionisation totale et en tenant compte de l'énergie secondaire rayonnée. Le résultat varie d'un gaz à l'autre en restant compris entre 0,5 et 1).

[Reçu le 8 mars] [Extrait par Louis Dunoyer.]

ANALYSES

Radioactivité

Quelques déterminations de l'émanation active de l'eau de l'Océan Atlantique. — W. Knocke (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909), 157-159). — L'auteur a employé l'appareil d'Lugler et Sieveking (extraction de l'émanation par barbotage) pour déterminer la teneur spécifique en émanation de l'eau de mer, au cours d'un voyage au Chili. Il a trouvé des nombres 3 ou 4 fois supérieurs à la déperdition spontanée, ce qui correspond à 0,1 ou 0,3 unités de Mache. Léon Bloch.

Action chimique sur l'eau des rayons pénétrants du radium. — M. Kernbaum (*C. R. Académie des Sciences*, **148** (1909) 705-706). — L'auteur s'est proposé d'étudier la composition du dégagement gazeux produit par l'action des rayons β et γ du radium sur l'eau pour savoir si la proportion de l'oxygène à l'hydrogène est normale ou s'il y a surproduction d'hydrogène comme l'a signalé à plusieurs reprises Sir W. Ramsay dans ses recherches sur la décomposition de l'eau distillée par l'émanation du radium. Il résulte de ce travail que les rayons pénétrants du radium, en agissant sur l'eau distillée à travers le verre dégagent de l'hydrogène et forment simultanément de l'eau oxygénée[1].

Sur la distribution du rayonnement de corps radioactifs (*IIe Communication*). — **H. Greinacher** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 145-152). — L'auteur a déjà signalé le fait qu'un prisme d'uranium placé sur une plaque photographique donne une image qui présente des angles noirs (en négatif) en face des arêtes. Cet « effet de surface », ou mieux « effet d'arêtes » ne peut s'attribuer aux rayons γ, qui, ainsi que l'a fait voir Rutherford, donneraient un résultat exactement contraire. Il provient certainement des rayons β, et M. Greinacher a cru l'expliquer, en admettant que les rayons β donnent des rayons secondaires qui sont émis, de préférence, dans la direction même des rayons primaires ou en sens inverse. L'effet s'observe aussi sur des prismes opaques de gypse mélangé de balmaine, préalablement insolés : ici, il s'agit évidemment d'une réflexion totale des rayons lumineux émis par les couches profondes au contact de la surface.

H. W. Schmidt a essayé de montrer que tous les phénomènes constatés par Greinacher s'expliquent très simplement par la différence des rayons β, cette diffusion se faisant conformément à la loi du cosinus de Lambert. C'est là une explication qui semble très séduisante, et qui dispenserait d'avoir recours à l'existence un peu hypothétique de rayons secondaires des rayons β. Malheureusement, le calcul ne la vérifie pas très bien. M. Greinacher a calculé *a priori*, en se servant de la loi du cosinus, la répartition des intensités sur une ligne ou sur un plan placé en face de l'arête d'un prisme. Quelque grossières que soient les hypothèses mises à la base de ce calcul, il y a un désaccord qualitatif assez grand entre l'expérience et la théorie, pour qu'il soit nécessaire de compléter l'explication donnée par Schmidt, si on veut l'adapter convenablement aux faits constatés par M. Greinacher. Léon Bloch.

1. L'auteur publiera prochainement dans ce journal, le détail de ses expériences.

Phénomènes cosmiques

Sur la radiation pénétrante. — **D. Pacini.** (*Rend. Acc. Lincei.* **18** (1909), 125-129). — L'auteur a employé un électroscope d'aluminium relié à un cylindre déperditeur en zinc poli. (D'après Mr Lennan le zinc est de tous les métaux celui qui est le plus exempt d'impuretés radioactives.) La capacité du système, déterminée à l'aide d'un condensateur de Harms, est de 19 unités environ. Le courant de saturation est recueilli sous un voltage de 300-450 volts. Quelques jours avant de commencer les mesures, on introduit dans le récipient de l'air filtré sur un tampon de coton. Les mesures se font en plein air, sur la colline où se trouve l'observatoire météorologique de Sestola (1090 mètres) près Modène. On a fait simultanément des lectures à l'appareil d'Ebert et des observations météorologiques.

Le minimum absolu d'ionisation obtenu à Sestola dans un récipient de zinc correspond à une production de 6, 5 ions par centimètre cube, et par seconde. Cette observation a été faite à 7-8 heures du matin, heure qui est toujours celle d'un minimum ($q = 8, 9, 10, 12$). La valeur maximum, correspondant à une production égale à 50, a été obtenue entre 11 heures du soir et 3 heures du matin; cette heure est toujours celle d'un maximum. La valeur $q = 6, 5$ est la plus petite de celles qui ont été obtenues jusqu'ici sur terre ferme. Mr Lennan a trouvé 6,0 à Toronto, sur la glace du lac Ontario.

L'ionisation présente une période diurne avec 2 maxima (2-3 heures et 9-10 heures) et 2 minima (7-8 heures et 12-1 heures). L'époque de ces maxima et minima diffère un peu de celle qui a été observée à Cambridge, Washington et Baltimore.

L'unipolarité, c'est-à-dire le rapport $\frac{I_+}{I_-}$, présente des variations comparables à celles de q. L'effet de l'humidité, de la température et de la pression, semble peu considérable.

De la discussion de ces résultats M. Pacini conclut, d'ailleurs sous toutes réserves, à l'origine atmosphérique et non terrestre de la radiation très pénétrante. On sait que cette radiation suit dans ses variations les variations du potentiel atmosphérique. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Radioaktive Wasser in Sachsen, par **C. Schiffner** (Première partie) (17 × 26), 57 pages. (Graz et Gerlach, éditeurs, Freiberg.)

Les eaux minérales de la Saxe offrent un intérêt particulier en raison des minerais uranifères assez répandus dans certaines régions du pays; le ministère des finances de Saxe a chargé l'auteur d'effectuer les recherches dont la description a été l'objet du présent travail.

La méthode de mesure, ainsi que l'appareil employé, était à peu près identique à celui d'Engler et de Sieveking. Les résultats sont exprimés en chute de potentiel par heure et par litre d'eau, ainsi qu'en unités de Mache.

Les mesures ont été faites dans cinq régions différentes : Oberwiesenthal, Warmbad bei Wolkenstein et Wiesenbad, Johanngeorgenstadt, Schwarzenberg et dans le massif de granite d'Eibenstock.

Des 75 mesures effectuées par l'auteur, il résulte que les eaux les plus radioactives ne sont pas liées aux régions les plus riches en uranium; au contraire, il arrive que les eaux de certaines mines uranifères sont très peu actives. D'après l'auteur, l'activité des eaux est due soit aux masses radifères qui se trouvent dans une profondeur inconnue, d'où les émanations seules sortent pour être absorbées par des eaux, soit aux masses rocheuses imprégnées par des minerais radioactifs finement divisés.

L'activité des eaux analysées est due au radium. Certaines d'entre elles contiennent des traces de radium (Warmbad). Les activités sont très remarquables en certains cas; ainsi l'eau de Klingenthal a une activité exprimée par 50-70 unités de Mache, d'autres atteignent 127 unités. **B. Szilard.**

La matière radiante et les rayons magnétiques, par **A. Righi** (Attualità scientifiche N° 12 (15 × 25), 508 pages avec nombreuses planches hors texte. Nicola Zanichelli, éditeur, Bologne, 1909). Prix : L8.

L'ouvrage débute par un exposé de nos connaissances sur l'état de la matière radiante : rayons cathodiques, rayons canaux, rayons d'électricité positive, rayons des corps radioactifs. L'auteur montre que ces différents rayons sont des manifestations soit de l'existence d'électrons négatifs animés de très grandes vitesses, soit d'ions positifs de dimensions atomiques. A côté de ces rayons il lui semble possible de concevoir des couples neutres ion-électron, formés d'un corpuscule gravitant autour d'un centre positif. Cette conception lui est suggérée par l'étude des *rayons magnétiques* (rayons magnéto-cathodiques de Villard, Pellat, Gouy, etc.), qui prennent naissance à la cathode dans un champ magnétique intense et suivent approximativement les lignes de force de ce champ. Si ces rayons sont effectivement constitués d'un couple neutre ion-électron, M. Righi montre qu'on peut s'attendre à les voir acquérir une certaine stabilité dans un champ magnétique suffisamment intense, et au contraire se détruire spontanément dans les régions de champ faible, en laissant comme résidus les ions et les électrons dont ils étaient constitués. M. Righi a fait un très grand nombre d'expériences sur les rayons magnétiques, en employant des tubes à vide de construction extrêmement variée. Le moins qu'on puisse dire de ces expériences est qu'elles sont d'une grande élégance, et les nombreux clichés reproduits dans l'ouvrage de M. Righi donnent une haute idée de l'éclat et de l'ingéniosité de ses dispositifs. Il est incontestable que l'hypothèse de Righi s'accommode le plus souvent assez bien de l'allure générale des phénomènes. Mais, malgré l'abondance des documents expérimentaux accumulés par M. Righi, le physicien reconnaît lui-même qu'une démonstration décisive reste à trouver. Ceci n'enlève rien à l'intérêt considérable qui s'attache à cet ouvrage, si riche de faits inexpliqués et d'une teneur littéraire si séduisante. **Léon Bloch.**

Spectroscopy, par **C. Baly** (15 × 19), 568 pages, 165 figures (Longmans Green and Co, éditeurs, 1905). Prix : 10 s. 6.

Ce volume fait partie de la collection des Text books of

Physical Chemistry publiée sous la direction de Sir William Ramsay. Il est, je crois, parfaitement adapté à son objet : ceux qui, sans vouloir se consacrer d'une manière spéciale à la spectroscopie, sont amenés à en faire par le cours de leurs recherches, y trouveront le rappel simple et très clair des notions essentielles, en même temps que les détails techniques non moins utiles, grâce auxquels sont évités les longs tâtonnements des premiers essais. Ce sont d'ailleurs ces détails techniques sur la mise en œuvre des différentes méthodes propres à chaque type d'instrument, qui font le prix et l'originalité de l'ouvrage. En ce qui concerne les applications de la spectroscopie, il ne pouvait être question de présenter un exposé, même succinct, de tout ce qui a été fait d'intéressant. Aussi l'auteur a-t-il fait un choix parmi les œuvres les plus typiques. C'est ainsi que les chapitres consacrés à l'étude des séries spectrales sont inspirés des travaux de M. Kayser et Runge, exposés dans le « Handbuch der spectroscopie » de même que l'étude du phénomène de Zeeman est faite d'après Runge et Paschen. L'ouvrage ne contient pas de tables générales de longueur d'onde ; l'auteur renvoie à celles du Dr Marshall Watt.

Les premiers chapitres sont consacrés à l'historique des principales et plus classiques découvertes dans le domaine de l'analyse spectrale, puis à l'étude théorique et pratique du spectroscope à prisme. Remarquons à cette occasion que l'auteur a su éviter d'une manière générale, cet écueil dont pâtissent fréquemment les ouvrages de technique, et qui consiste à rappeler simplement les formules sans aucune démonstration ; le livre de M. Baly est élémentaire, au point de vue théorique, mais il se suffit parfaitement à lui-même, en exceptant quelques formules de lord Rayleigh. Dans le chapitre consacré à « la pratique du spectroscope à prisme », on trouvera indiquées toutes les précautions à prendre pour le calibrage de l'instrument et la détermination des longueurs d'onde. Les réseaux de diffraction et l'échelon de Michelson étudiés de même, d'abord en théorie, puis en pratique, font l'objet des deux chapitres suivants.

Avant de passer aux autres modes d'investigation (franges d'interférence et interféromètres de Michelson, de Fabry et Pérot, de Lummer, de Barnes), l'auteur résume les résultats déjà obtenus, soit avec les réseaux soit avec les prismes, dans les régions infra-rouge et ultra-violette du spectre ; on trouve un exposé très satisfaisant des recherches de Langley, Rubens, Paschen et Schumann.

Des renseignements sur la photographie spectrale, sur la sensibilité et la sensibilisation des émulsions trouvaient ici leur place. Un chapitre leur est consacré.

L'étude des instruments, de leurs conditions de plus grande efficacité, et de l'exploration en étendue du domaine spectral, occupe à peu près les trois cinquièmes du volume. Cinq chapitres importants sont ensuite consacrés aux résultats obtenus sur le caractère des différents spectres et la manière pratique de les produire (flamme, arc, étincelle, décharge dans les gaz, phosphorescence cathodique, spectres d'absorption), sur le phénomène de Zeeman, sur les séries spectrales et sur les changements de longueur d'onde par pression ou par phénomène de Doppler-Fizeau.

Cette partie du volume n'est certainement pas la moins intéressante, mais l'édition est déjà malheureusement un peu ancienne et il n'y est pas question de certains résultats de première importance, tels que les recherches de M. Wood sur le spectre de fluorescence de la vapeur de sodium — les récentes découvertes sur le phénomène de Zeeman anormal — les recherches sur la constitution des spectres d'étincelle, sur les spectres multiples, etc.

L'ouvrage gagnerait évidemment à recevoir quelques compléments sur ces différents points.

Il se termine par un chapitre orné de nombreuses figures, et consacré entièrement à la célèbre machine de Rowland pour tracer les réseaux. **Louis Dunoyer.**

Lehrbuch der Kosmischen Physik, par **S. Arrhenius** (S. Hirzel, éditeur, Leipzig, 1905), 2 volumes (15 × 23), 1026 pages illustrées. Prix : M 38.

Nous n'avons pas à révéler au lecteur l'importance de cet ouvrage, déjà classique pour tous ceux qui s'intéressent à la Physique Cosmique. Rappelons seulement qu'on y trouve rassemblés, avec beaucoup d'ordre et de clarté, tous les résultats pouvant être considérés comme acquis aujourd'hui tant sur la physique solaire que sur la physique du globe proprement dite. Nous nous contenterons de signaler, comme pouvant intéresser particulièrement les lecteurs de ce Journal, les chapitres suivants : Dans le 1er volume : Étude de la température du soleil et des taches solaires, relation des taches solaires avec les variations magnétiques à la surface de la Terre, propagation des perturbations magnétiques.

Le 2e volume contient une étude détaillée de la constitution de l'atmosphère, de sa teneur en poussières et en particules liquides, qui semblera instructive à tous ceux qui s'occupent de conductibilité atmosphérique. Le rayonnement thermique que la terre reçoit du soleil, pendant le jour et qu'elle restitue partiellement pendant la nuit, les variations périodiques de la température à la surface du sol et dans l'air lui-même font l'objet d'une longue discussion. Les questions, aujourd'hui si étudiées, de formation des nuages sur les différents centres de condensation en présence dans l'atmosphère sont exposées, indépendamment de toute interprétation théorique, d'une façon complète et suggestive. Mais nous signalons surtout à l'attention du lecteur le chapitre XVI relatif à l'électricité atmosphérique. Malgré la rapidité avec laquelle nos connaissances ont évolué sur ce sujet pendant les dernières années, on trouvera encore dans l'ouvrage d'Arrhénius les indications les plus précieuses sur la charge électrique des nuages et des précipitations atmosphériques, sur les variations de l'électricité atmosphérique avec la position géographique, sur les variations annuelle et diurne du potentiel atmosphérique, sur l'influence des périodes lunaires en matière d'électricité atmosphérique, sur les applications de la théorie des ions aux mesures de conductibilité de l'air. L'ouvrage se termine par deux importants chapitres sur les aurores boréales et sur le magnétisme terrestre.

Léon Bloch.

Notice sur la théorie des ions dans les solutions aqueuses, par **Ugo Grassi** (16 × 25), 274 pages (Enrico Spoarri, éditeur, Pise, 1905). Prix : L 8.

Cet ouvrage est un exposé d'ensemble des théories de l'électrolyse et des théories connexes, auxquelles les travaux de l'auteur ont apporté sur bien des points d'importantes contributions. La théorie de Nernst est mise à la base des calculs, et ceux-ci sont toujours l'objet de confrontations directes avec les résultats expérimentaux. Le rôle de la diffusion et du champ intérieur créé par les ions libres est nettement mis en évidence dans le livre II. Le livre III contient surtout l'étude des effets de dilution. Malgré son grand intérêt, cet ouvrage n'est pas toujours d'une lecture très aisée, à cause de la forme trop succincte donnée aux calculs et aux développements thermodynamiques.

Léon Bloch.

Le Gérant : Pierre Aubry.

64110. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Les ions de l'atmosphère

Par J. A. POLLOCK

(Laboratoire de Physique de l'Université de Sydney)

L'un des résultats des nouvelles théories de l'électricité est la considération dans l'air à l'état normal, et dans les autres gaz sous des conditions analogues, de l'existence d'un petit nombre de molécules ou groupes de molécules, qui se distinguent des molécules voisines par le fait qu'elles sont électrisées. On appelle ion chacun de ces groupes électrisés, quelle que soit sa structure; les ions se divisent en deux classes principales, l'une comprenant ceux qui sont électrisés positivement, l'autre ceux qui sont électrisés négativement. La notion d'ion a été introduite en vue d'obtenir une description simple des phénomènes qui se rattachent à la conductibilité électrique à travers les gaz, et cette hypothèse a atteint admirablement son but.

Le nombre des ions contenus dans l'air peut être considérablement augmenté par l'action des rayons Rontgen, des rayons du radium ou des autres substances radioactives, et ce sont les recherches relatives à la production artificielle des ions qui ont le plus contribué à développer la théorie actuelle des ions. Pour comprendre ce qui va suivre, je rappellerai que dans un champ électrique, en plus du mouvement d'agitation moléculaire auquel prennent part tous les constituants du gaz, les ions, en vertu de leur charge, acquièrent une vitesse dont la valeur moyenne dépend de l'intensité du champ et de la résistance qui est offerte à leur mouvement; sous l'influence des forces électriques les ions s'écoulent, pour ainsi dire, dans une direction définie, les ions positifs allant vers l'électrode négative et vice versa, ce mouvement n'appartenant pas aux molécules non chargées. Toutes choses égales, on a démontré que cette vitesse d'écoulement des ions est directement proportionnelle à l'intensité du champ électrique, et, suivant la proposition de M. Langevin, le terme *mobilité* a été adopté pour désigner la vitesse moyenne acquise par un ion dans un champ unité. Aujourd'hui, la mobilité d'une espèce d'ions est la propriété la plus facile à déterminer, et c'est principalement par les observations de la mobilité des ions dans les différents gaz et sous des conditions variées que nous cherchons à déceler la nature de la structure ionique. Dans tout ce qui suit j'exprimerai la valeur de la mobilité et de la vitesse en centimètre par seconde dans un champ d'un volt par centimètre, c'est-à-dire en unités pratiques. On a reconnu l'existence naturelle dans l'air de deux espèces d'ions, les *petits ions* de mobilité égale à 1,5 environ dans les conditions normales, les autres découverts par Langevin[1] et appelés par lui *gros ions*, caractérisés par une très faible mobilité atteignant seulement 1/5000. A ces deux espèces j'en ajouterai maintenant une troisième constituée par des ions de mobilité d'environ 0,01 dans les conditions normales. On peut appeler ces ions, pour le présent du moins, ions de mobilité intermédiaire, ou *ions intermédiaires*.

M. Bloch[2] a trouvé dans l'air qui a barboté dans l'eau, des ions d'une mobilité de l'ordre de 0,01 à 0,02; ceux-ci semblent former une quatrième espèce d'ions et il serait intéressant de savoir s'ils n'existent pas actuellement dans l'air.

Les petits ions de l'atmosphère sont identiques à ceux qui sont produits artificiellement dans l'air par les agents ionisants, et qui ont fait l'objet de nombreuses recherches décrites en particulier par Bragg. La connaissance des mouvements et des dimensions des molécules, résumés dans la théorie cinétique des gaz, est aujourd'hui très importante, et puisqu'on a trouvé qu'un ion se meut plus lentement dans un champ électrique que ne le ferait une simple molécule si elle était chargée, et que d'ailleurs l'ion doit être constitué de la matière même du gaz dans lequel il a été formé, qu'y a-t-il de plus naturel que de considérer cet ion comme un groupement de plusieurs molécules? On attribue ainsi aux petits ions des dimensions supérieures à celles des molécules voisines, mais comme leur mobilité s'accroît d'une façon notable quand la pression décroît et que la température s'élève, il semble que leur diamètre n'ait pas une valeur constante.

L'argument direct, qu'on donne en faveur de cette conception, repose sur ce que, dans les nombreuses

1. Travail présenté à l'Association Australienne pour l'Avancement des Sciences (communiqué par l'auteur).

1. Langevin. *C. R.*, **140** (1905), 232.
2. Bloch. *C. R.*, **145** (1907), 54.

collisions qui se produisent entre molécules chargées et non chargées, l'énergie cinétique de ces dernières n'est pas, dans beaucoup de cas, suffisante pour les soustraire après le choc à l'attraction de la charge. La molécule chargée rassemble ainsi autour d'elle d'autres molécules, mais comme l'effet de la charge sur les molécules qui ne font pas partie du groupement diminue à mesure que le nombre des constituants du groupement augmente, l'accroissement cessera pour une dimension telle que l'attraction de la charge à la surface du groupe, lors du choc de l'ion et de la molécule, soit juste insuffisante pour ne pas retenir cette molécule comme membre constitutif du système ionique. Ce principe, appliqué au calcul de la valeur du rayon limite est analogue à celui qui détermine si une comète, lors de son voisinage immédiat du soleil, deviendra un membre permanent du système solaire ou errera dans l'espace d'où elle vient.

Le calcul des dimensions d'un ion qui a été fait d'après ces principes conduit à admettre que les ions sont des sphères conductrices chargées, et les molécules des sphères conductrices non chargées, et en prenant la valeur 10^{-8} cm. pour rayon de la molécule, on arrive à la conclusion que le rayon d'un ion ne peut dépasser trois fois cette valeur.

Pour expliquer la variation de la mobilité avec la pression et la température, on imagine que les groupements de molécules constituant les ions comprennent un plus petit nombre d'éléments aux basses pressions et à haute température que dans les conditions ordinaires. Quand la température s'élève, par exemple, l'ion perd une à une ses molécules composantes. La mobilité, cependant, varie d'une façon continue et non pas par sauts; on imagine alors qu'à une température quelconque, un groupement ne comprend pas toujours le même nombre de molécules. Dans les nombreuses collisions, auquel un ion est soumis en temps que constituant du gaz, une molécule d'un groupe peut être perdue à un choc et retrouvée à un autre, le groupe agissant dans l'ensemble comme s'il contenait le nombre moyen des constituants; c'est ce nombre moyen qui dans cette conception peut être regardé comme diminuant d'une façon continue quand la température s'élève.

De l'examen du mouvement lent des ions dans un champ électrique, comparé à celui que prendrait une simple molécule chargée se mouvant dans les mêmes circonstances, il est possible, avec l'aide des principes de la théorie cinétique, d'estimer le nombre des molécules constituant un ion. Cette remarque a été faite par M. Phillips[1] dans une note sur « les vitesses des ions dans l'air à différentes températures », et l'auteur a tiré de ses résultats que l'ion positif à — 179° C. comprend en moyenne environ quatre molécules et demie (4,63), tandis qu'à + 158° C, la moyenne est seulement d'environ 1,5 (1,52). On obtient des nombres beaucoup plus petits pour l'ion négatif.

1. Phillips. *Roy. Soc. Proc.* A 78 1906 167.

Une telle conception du petit ion, reposant soit sur l'argument direct dans sa forme restreinte indiquée, soit sur le calcul qui vient d'être rappelé, ne peut pas être considérée comme satisfaisante et n'est pas nécessaire, comme l'ont montré récemment deux physiciens, M. Wellisch à Cambridge et William Sutherland à Melbourne.

A ce sujet il est intéressant de rappeler un autre problème physique qui en apparence nécessite aussi pour être expliqué une contraction de la molécule avec l'élévation de la température; c'est la relation entre la température et la viscosité d'un gaz. La solution de cette question a été finalement obtenue en 1895 par M. Sutherland, grâce à la consideration de l'influence des forces moléculaires[1] comme cause des collisions qui ne se produiraient pas sans elles; ces recherches sont décrites dans une note de l'auteur sur « la viscosité des gaz et la force moléculaire ». Il résulte de l'attraction mutuelle entre molécules, sensible seulement aux faibles distances, que les molécules, considérées comme soustraites à toute attraction, se comportent comme si elles avaient un diamètre plus grand que la valeur réelle.

Puisque l'attraction moléculaire est d'autant moins effective à créer des collisions que la vitesse avec laquelle deux molécules s'approchent l'une de l'autre est plus grande, le diamètre apparent de la molécule est d'autant plus petit que la température est plus élevée.

Les auteurs précédemment cités ont montré récemment qu'il y a un effet semblable dû à la charge de l'ion. Grâce à l'influence de l'attraction électrique, il y a des collisions entre ions et molécules qui n'auraient pas lieu si cette attraction n'existait pas et par conséquent les ions se comportent comme des molécules de diamètre supérieur à la valeur normale, le diamètre apparent diminuant quand la température s'élève.

En ce qui concerne le déplacement d'un ion à travers un gaz, M. Langevin[2] a établi pour la mobilité k, et le coefficient de diffusion D, les équations :

$$k = \frac{eL}{mV}, \qquad D = \frac{LV}{3}$$

dans lesquelles e désigne la charge ionique, L le libre parcours moyen de l'ion, m sa masse, et V sa vitesse moyenne d'agitation thermique. M. Wellisch a calculé dans son travail le libre parcours moyen de l'ion, en tenant compte de l'effet de la charge de l'ion pour augmenter la fréquence des collisions, et en substituant dans les équations ci-dessus, il a obtenu des

1. Sutherland. *Phil. Mag.*, 36 1895 507.
2. Langevin. *Ann. Chim. et Phys.*, A 28 1905 289.

expressions générales pour les deux quantités considérées. Si l'on prend pour la masse et les dimensions de l'ion les mêmes valeurs que pour celles de la molécule, l'expression de la mobilité devient à 0° C :

$$k = \frac{A\eta_1}{\rho_1 p}\left[1 + \frac{(k_1 - 1)\pi A^2 \eta_1^2}{2\rho_1 p_1^2}\right]^{-1}$$

et celle du coefficient de diffusion à la même température,

$$D = \frac{\eta}{\rho}\left[1 + \frac{(k_1 - 1)\pi A^2 \eta_1^2}{2\rho_1 p_1^2}\right]^{-1}$$

dans lesquelles A (= 1,50 × 10¹⁰ E. S.) est le produit du nombre de molécules par centimètre cube et de la charge de l'ion ; η_1, le coefficient de viscosité du gaz ; k_1, son pouvoir inducteur spécifique, ρ_1 la densité et p_1 la pression en dynes par centimètre carré, les symboles avec indices se rapportant aux valeurs de la température et de la pression dans les conditions initiales.

Pour appuyer sa théorie, M. Wellisch donne le tableau suivant qui met en parallèle les valeurs observées et les valeurs calculées, les mobilités, sauf dans le cas de l'air, l'hydrogène, l'azote et l'oxygène, étant les résultats de séries de déterminations récemment faites par cet auteur.

M. Wellisch montre plus loin que si d désigne le coefficient de diffusion de la molécule à travers le gaz,

$$\frac{D}{d} = \left\{1 + \frac{(k_1 - 1)\pi A^2 \eta_1^2}{2\rho_1 p_1^2}\right\}^{-1}$$

et dans le tableau suivant, il indique l'ordre de concordance entre les valeurs calculées et celles observées.

Tableau II.

Gaz	$\frac{(k_1-1)\pi A^2\eta_1^2}{2\rho_1 p_1^2}$	d observé[1]	D calculé	D observé[2]	
Air	5,70	0,150	0,052	0,028	0,045
H^2	5,59	1,51	0,205	0,125	0,190
O^2 .	5,56	0,189	0,041	0,025	0,040
CO^2	2,52	0,109	0,051	0,025	0,026

1. Voy. Jeans. *Dynamical Theory of Gases*, p. 255.
2. Townsend. *Phil. Trans.*, A-**193** 1900 129.

Dans les deux cas de mobilité et dans celui de coefficient de diffusion, l'accord entre les valeurs calculées et observées est en somme tout à fait satisfaisant, et amène à cette conclusion que la façon dont l'ion se comporte peut être expliquée en supposant qu'il est constitué par une simple molécule associée à une charge électrique égale à celle portée par l'ion monovalent dans l'électrolyse.

Complétant la discussion développée dans un travail précédent par l'addition, dans l'expression de l'énergie, d'un terme représentant l'énergie potentielle électrique de l'ion et de la molécule en contact, M. Sutherland, dans une note qu'il m'a transmise, établit la relation entre la mobilité et la température et déduit pour la mobilité de l'ion l'expression simple :

$$k = \frac{A\theta^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{C'}{\theta - \theta'}}$$

dans laquelle A est une constante, θ la température absolue, θ' le point d'ébullition absolu, à la pression de l'expérience, de la nature du gaz dans lequel se forment les ions, et C' une constante analogue à celle qu'il représente par C dans sa nouvelle formule bien connue de la viscosité.

Tableau I.

Gaz ou vapeur	Formule	Poids moléculaire	$\rho_1 \times 10^3$	$\eta_1 \times 10^5$	$k_1 \times 10^4$	k_1 à 60 Calculé	k_1 à 60 Observé	
Air.	»	»	129	177	59	1.25	1.56	1.87
Hydrogène. .	H_2	2	9	85	26	6.32	6.70	7.95
Oxyde de carbone	CO	28	125	165	69	1.16	1.05	1.10
Azote.	N_2	28	125	165	59	1.31	1,6	mean
Oxygène. . .	O_2	32	143	191	54	1.25	1.56	1.80
Acide carbonique . .	CO_2	44	196	141	96	0.87	0.77	0.81
Oxyde azotique. .	N_2O	44	196	141	107	0.81	0.79	0.86
Ammoniaque. . .	NH_3	17	76	96	770	0.21	0.70	0.76
Alcool éthylique .	C_2H_6O	46	205	85	940	0.19	0.32	0.26
Acide sulfureux . .	SO_2	64	286	122	995	0.13	0.42	0.59
Chlorure d'éthyle. . .	C_2H_5Cl	64.5	288	95	1554	0.11	0.52	0.50
Ether éthylique	$C_4H_{10}O$	74	330	69	742	0.24	0.28	0.50
Tétrachlorure de carbone .	CCl_4	155.8	686	155	426	0.20	0.29	0.50

A l'appui de sa théorie, M. Sutherland applique l'équation aux expériences de M. Phillips[1] sur l'ion négatif, en prenant A = 0.1764, C' = 150,5 et θ' = 70, les résultats sont les suivants :

Tableau III.

θ	411	399	383	375	348	335	285	209	94
k calculé	2.48	2.42	2,33	2.27	2,15	2.05	1.55	1.22	0.255
k observé	2.49	2.40	2.30	2.21	2.125	2.09	1.78	1,25	0.255

La comparaison de la mobilité calculée en partant

1. Phillips. *Loc. cit.*

de l'expression ci-dessus avec les résultats des précieuses séries d'observations de M. Phillips, montre l'accord bien au delà des limites des erreurs expérimentales, sur toute une échelle de température de 95 à 411 degrés absolus. La diminution des dimensions de l'ion avec l'élévation de la température est ainsi expliquée, comme l'a découvert M. Phillips, par un effet de la charge de l'ion, analogue à l'action de l'attraction moléculaire, qui rend compte de la contraction apparente des molécules dans le problème de la viscosité.

M. Sutherland montre, de plus, comment on peut, en partant de ses résultats, calculer le diamètre d'un ion, et conclut de sa propre détermination qu'il est plus que probable que le petit ion gazeux est l'ion ordinaire de l'électrolyse.

L'expression de M. Sutherland pour la mobilité de l'ion, par le fait qu'elle contient un symbole représentant le point d'ébullition de la matière gazeuse à la pression de l'expérience, indique une dépendance de la mobilité et de la pression du gaz ; la comparaison des valeurs que donne cet auteur est encore à comparer avec les résultats de l'expérience [1].

La conception du petit ion comme étant un groupe de plusieurs molécules, fondée sur des bases incertaines, était vague ; la substitution de cette façon de voir par une théorie définie ne doit cependant pas être regardée comme faisant faire un grand pas à notre connaissance de la structure ionique.

Si on considère maintenant les gros ions de l'air, on peut dire que ce que nous en savons est contenu uniquement dans la collection des résultats des recherches expérimentales. Les gros ions ont été découverts par Langevin[2] en 1905, qui trouva que leur déplacement, sous l'influence d'un champ électrique d'un volt par centimètre, n'est que de trois millièmes de centimètre par seconde, mais que dans les conditions normales, leur nombre est environ 50 fois celui des petits ions. Dans une communication, MM. Langevin et Moulin [3], donnent la description d'un appareil enregistreur automatique de l'ionisation de l'atmosphère produite par les petits et les gros ions, dont il se sont servi il y a quelques années. L'usage d'un tel appareil donnera beaucoup de résultats importants.

On a fait pendant quelque temps, au laboratoire de physique de l'Université de Sydney, des observations de ces gros ions dans l'air à la pression normale. Dans ces recherches, j'ai eu maintes fois, la collaboration d'élèves dont les noms accompagnent les résultats qu'ils ont obtenus, et j'ai été habilement aidé par mon assistant, M. Carl Sharpe. Par suite du caractère variable de l'ionisation naturelle, ce travail a été extrêmement pénible, et ce n'est qu'en de rares occasions que les observations ont été assez concordantes pour donner une valeur déterminée de la mobilité. L'ionisation est plus uniforme après le coucher du soleil et nous avons fait nos observations principalement la nuit.

Nous avons fait toutes nos observations avec un appareil construit d'après celui employé avec tant de succès par M. Zeleny[1] pour la détermination de la mobilité des petits ions. Dans un appareil de ce type un courant d'air uniforme s'écoule à l'intérieur d'un tube métallique qui forme l'armature extérieure d'un condensateur cylindrique, les ions s'accumulant sur une électrode axiale intérieure, par suite de l'action du champ électrique établi entre le tube et la tige axiale. La théorie de la méthode pour déduire la mobilité des mesures faites avec un tel appareil, telle qu'elle a été donnée par M. Zeleny, est bien connue ; nous l'avons suivie sans modifications pour déterminer les résultats de nos séries d'expériences présentes. On obtient une ionisation bien plus uniforme si l'air, avant d'atteindre l'électrode de mesure, est canalisé dans une grande longueur de tubes. Nous n'avons pas remarqué un effet quelconque sur la nature des ions dû au contact prolongé de l'air avec le métal des tubes et, dans la plupart de nos expériences, nous avons employé plusieurs mètres de tubes de fer ou de fer galvanisé. Nous avons toujours employé des électromètres Dolezalek pour la mesure des courants d'ionisation.

Au cours de ce travail nous avons obtenu quelques résultats définis dont je me propose de donner un aperçu.

En examinant le travail de M. Langevin, beaucoup de personnes ont dû penser, et c'est ce que Rutherford fait dans son livre sur les transformations radioactives, que les gros ions peuvent être dus à la présence de vapeur d'eau. Les efforts que j'ai faits pour élucider ce point m'ont amené à trouver qu'il y a une relation déterminée entre la mobilité des ions et le degré d'humidité de l'air.

Quand un courant d'air a passé sur des substances hygroscopiques, indépendamment de toute filtration mécanique, M. S.-G. Lusby trouve que les gros ions sont absorbés et mentionne une perte en nombre s'élevant à 55 pour 100, après passage de l'air à travers un tube contenant de l'anhydride phosphorique. Je trouve, de plus, que les gros ions qui existent encore dans l'air après passage sur la matière desséchante ont une mobilité qui diminue avec le temps, et que lorsque l'humidité relative varie de 80 à 4 pour 100 à la température de 19° C., ils ne sont en équilibre avec les nouvelles conditions de tension de vapeur qu'après environ 12 minutes. Par suite du caractère variable de l'ionisation naturelle et peut-être d'autres causes, les mobilités calculées pré-

1 Langevin. *Ann. Chim. et Phys.*, 28, 1905, 289.
2 Langevin. *C. R.*, 140, 1905, 252.
3 Langevin et Moulin. *Le Radium*, 4, 1907, 218.

1. Zeleny. *Phil. Trans.*, A, 195, 1900, 195.

sentent des irrégularités considérables, mais montrent d'une façon certaine, que, lorsque l'équilibre est établi, la mobilité dépend de la quantité de vapeur d'eau présente dans l'air, la relation entre ces deux quantités étant vraisemblablement une fonction linéaire entre les limites d'une humidité absolue représentée par 0,5 et 19,0 (grs. m³), correspondant à des humidités relatives de 4 et 100 pour 100. Les valeurs moyennes des mobilités pour ces limites de l'humidité, d'après les résultats obtenus, sont respectivement $\frac{1}{1280}$ et $\frac{1}{3570}$. En d'autres termes la mobilité pour une humidité absolue de 2,4 est 2 fois celle relative à une humidité de 15,4 (grs./m³). Les observations ne sont pas assez régulières pour permettre de dire s'il y a une différence entre la mobilité des ions positifs et négatifs. Par suite de l'ionisation causée par le phosphore, il n'est pas bon d'employer comme desséchant dans ces expériences l'anhydride phosphorique ; dans tous les cas nous nous sommes servis du chlorure de calcium.

L'ion intermédiaire n'a été observé que pendant un temps relativement court; les mesures, cependant, montrent que sa mobilité est affectée dans une très large mesure par le changement de l'humidité de l'air, sa grandeur variant de 1/15 à environ 1/10 de sa valeur quand l'humidité absolue varie de 0,5 à 15 (grs. m³) à une température d'environ 22° C. A cela il y a une restriction que je n'ai pas encore approfondie ; dans l'air à l'état naturel avec une humidité absolue comprise entre 14 et 16 (grs. m³) à 22° C, quand l'ionisation due à cette espèce d'ions est relativement faible, la mobilité, du moins pour les ions positifs, est de l'ordre de 1/65, tandis qu'avec une forte ionisation la valeur de la mobilité n'est que moitié. Quoique la restriction qui vient d'être faite concerne un cas particulier, dans une recherche ultérieure on n'a pu déduire des observations aucune différence déterminée entre les mobilités des ions positifs et des ions négatifs de cette espèce.

Les faits qui viennent d'être décrits montrent qu'il y a une relation définie entre les ions et la vapeur d'eau de l'air, et ouvrent un champ intéressant de recherches pour ce qui concerne le développement de la structure des centres électrisés, la nature de la résistance qu'ils éprouvent en s'écoulant à travers la foule de molécules. La base de la structure est en somme l'ion moléculaire, qui, comme on sait, a son origine dans les effets connexes des transformations radioactives se rencontrant dans l'air, l'ionisation étant primitivement due à la présence de radium et de thorium dans la matière qui constitue l'écorce terrestre. L'apparition d'une structure plus complexe a lieu sans doute par suite de la présence d'une collection de molécules d'eau autour de l'ion moléculaire, par suite de l'influence de sa charge.

C'est par la considération des résultats d'expérience que nous devons reconnaître dans l'air deux formes d'agrégation moléculaire électrisée qui sont stables dans les conditions ordinaires. Puisque les mobilités dépendent de l'humidité il ne serait pas absurde de supposer que les ions intermédiaires et les gros ions représentent des échelons dans le développement des petits ions en une goutte d'eau visible, ce qui arrive si l'air devient suffisamment sursaturé. Il semble, par conséquent, curieux que les gros ions ne soient pas visibles séparément comme noyau de condensation dans les expériences de ce genre.

C. T. R. Wilson[1] a montré que dans de telles expériences la présence d'un champ électrique faible empêche la formation de gouttes si la fraction de détente ne dépasse pas 1,27. Cela prouve que les noyaux pour ces faibles détentes sont des ions qui peuvent être déplacés par le champ avant que la détente n'ait lieu. J'ai répété ces observations avec beaucoup de soin, à l'aide d'un appareil semblable à celui décrit par M. Wilson afin de déterminer si l'effet du champ électrique varie avec le temps qu'on laisse s'écouler avant la détente, et j'ai trouvé que l'effet était complet que cet intervalle soit d'une seconde ou de vingt minutes. Avec les champs employés, il faut plusieurs minutes pour déplacer tous les gros ions, en raison de leur faible mobilité, tandis que les petits ions disparaissent en moins d'une seconde; aussi les noyaux des gouttes formées pour des détentes inférieures à 1,27 ne sont-ils presque pas des gros ions. M. E. P. Norman, au laboratoire de l'Université de Sidney, a cherché si les gros ions deviennent visibles à un degré d'humidité plus bas que celui auquel les petits ions apparaissent ; il a répété les expériences de Wilson sur la sursaturation nécessaire à la condensation[2], avec de l'air naturel sur le mercure. En partant d'une humidité comprise entre 60 et 70 pour 100, après avoir chassé les poussières, aucune condensation ne se produit, non seulement au-dessous de la saturation, mais encore jusqu'à ce que la sursaturation devienne quatre fois celle des expériences précédentes sur l'eau. Dans toutes nos expériences les observations ont été répétées avec de l'air qui a séjourné en repos dans l'appareil pendant la nuit, afin que ce temps puisse être effectif pour la reproduction des gros ions qui auraient pu être initialement arrêtés, mais les résultats de la première détente, le matin, n'a paru dans aucun cas différent des résultats suivants.

De nouveau, M. Lusby trouve, en employant deux tubes de Zeleny en série, reliés à la terre par un tube dont on peut faire varier la longueur, que si les gros ions sont entraînés du premier tube par un courant d'air, ils sont complètement reproduits en 22 minutes environ. Notre impuissance à déceler les gros

1 Wilson *Phil. Mag.*, juin 1904.
2 Wilson *Phil. Trans.*, A 189, 1897, 265.

ions ne tient par conséquent pas à ce qu'ils sont entraînés avec des poussières, à moins que ces gros ions ne se produisent dans les vases fermés, ce qu'il serait difficile de déterminer.

En considérant que dans l'air naturel les gros ions sont 50 fois plus nombreux que les petits, il est difficile de concilier le fait que l'existence séparée de ces derniers n'a jamais été mis en doute dans les expériences de condensation et l'idée que les gros ions représentent un échelon dans la croissance des petits jusqu'à leur apparition visible et l'évidence expérimentale en ce qui concerne la position du gros ion dans cet enchaînement ne semble pas encore établie d'une façon satisfaisante.

MM. Langevin et Moulin[1] considèrent les petits et les gros ions comme jouant un rôle différent dans la formation des nuages naturels, mais l'exposé de leur façon de voir n'est qu'une conception.

Puisque tous les ions ont la même charge, l'état électrique de l'air dépend du nombre des ions de chaque espèce qui existent à un instant donné. Si les nombres des ions positifs et négatifs sont les mêmes l'air est neutre électriquement; mais si des ions d'un certain signe surpassent de beaucoup le nombre des ions de l'autre signe, l'air est alors fortement électrisé.

Le nombre par centimètre cube, ou le nombre spécifique, comme on dit, de chaque espèce d'ions dans l'air est une quantité excessivement variable, particulièrement pendant le jour. Des résultats de mesures faites à divers points du monde on considère que le nombre spécifique des petits ions varie entre 500 et plusieurs milliers.

Entre cette valeur et celle que m'ont donnée mes propres expériences, il y a une surprenante discordance. Dans une série de 128 observations faites à Sydney dans la première partie de 1907, le nombre spécifique maximum a été trouvé 157, le minimum zéro, le nombre moyen pour les ions positifs étant 59 et celui pour les ions négatifs 58. Les déterminations effectuées en Europe reposent sur les observations faites avec l'appareil bien connu d'Ebert, dont le principe est celui du tube de Zeleny. A l'aide de l'existence des ions intermédiaires, on peut montrer facilement que l'électrode intérieure de l'appareil est beaucoup trop longue. L'appareil de la façon dont il est ordinairement employé, recueille non seulement les petits ions mais aussi une certaine proportion des autres espèces. En appliquant le calcul à mes propres mesures des mobilités et des nombres spécifiques, on trouve que la détermination du nombre spécifique des petits ions en partant des indications de l'appareil d'Ebert doit être de deux à trois fois trop grand. En ce qui concerne le reste de la différence de concordance, j'ai employé pour mes observations l'électromètre Dolezalek et cela m'a peut-être porté préjudice de penser que la feuille de métal de l'électroscope d'Ebert est d'une application douteuse pour l'usage dans de telles déterminations; en tout cas la question doit faire l'objet d'une étude spéciale, mais en attendant, j'ai la plus entière confiance dans mes propres mesures.

Quant aux autres ions, je conclus des séries d'observations très limitées que j'ai faites maintenant sur les ions intermédiaires dans l'air à son état naturel, que ce que j'ai antérieurement appelé une ionisation relativement forte est représenté par environ un millier par cm^3, tandis que l'ionisation relativement faible est environ de deux cents.

Une série de 117 observations me donne pour le nombre spécifique des gros ions 5500 comme maximum et 600 comme minimum, la moyenne pour les ions positifs étant 1914 et pour les négatifs 2228.

Les nombres donnés à l'exception de ceux concernant l'ion intermédiaire sont les résultats de mesures faites avec de l'air aspiré directement dans l'appareil de mesure sans l'intermédiaire d'un tube quelconque. Des observations ultérieures conduisent à des valeurs plus élevées pour le nombre spécifique des gros ions dans l'air qui a traversé une grande longueur de tubes.

On sait, très bien, depuis le mémorable travail de lord Kelvin sur ce sujet, qu'une différence de potentiel existe entre la surface de la terre et les couches élevées de l'atmosphère. Dans le champ électrique ainsi défini les ions de l'air se meuvent plus ou moins rapidement dans la direction verticale, les négatifs s'élevant ordinairement, les positifs se dirigeant vers le sol. Un tel mouvement constitue un courant vertical électrique dans l'air, l'intensité de ce courant à un instant dépendant de la conductivité spécifique de l'air et la valeur du gradient du potentiel à cette époque. La conductivité spécifique est représentée par la somme des produits du nombre spécifique, de la mobilité et de la charge pour chaque espèce d'ion. Un appareil décrit par Gerdien, dans lequel on emploie un électroscope comme dans l'appareil d'Ebert, a été universellement employé pour les déterminations de cette importante quantité. Il mesure la somme des conductivités dues à chaque espèce d'ionisation, et le calcul du résultat des observations avec cet appareil n'explique pas la découverte d'une nouvelle espèce d'ions. La complexité de l'ionisation naturelle, cependant, empêche l'instrument employé de déterminer avec précision le nombre spécifique des petits ions. La valeur moyenne de la conductibilité spécifique de l'air à différents endroits du monde, conduit, avec l'appareil de Gerdien[1], à environ 10^{-4} U. E. S. La grandeur de cette quantité peut être calculée à partir des mesures de mobilités et des nombres

1. Langevin et Moulin. *Loc. cit.*

1. Gerdien. *Gesell. Wiss. Göttingen. Math. Phys. Klasse*, 1 1907 77.

spécifiques des ions, et la conductibilité spécifique moyenne de l'air à Sydney, ainsi déterminée, n'est que le dixième de la valeur précédente. Ici encore, il y a une discordance considérable entre mes propres mesures et celles qui ont été déjà obtenues.

Le développement de nos connaissances à ce sujet nous permet de prévoir en météorologie une répercussion importante de l'observation des ions ; il n'est pas douteux maintenant qu'on ne fasse dans cette voie de sérieux efforts en marquant ainsi la confiance acquise dans ces questions.

Tel est l'aperçu de ce que nous savons actuellement sur les ions de l'atmosphère.

Avec la publication de M. Wellisch et les recherches de M. Sutherland nous possédons une idée nette des petits ions de l'air, considérés comme molécules, qui grâce à l'attraction de leur charge produisent des collisions qui n'auraient pas lieu sans cela, et agissent comme si elles possédaient des dimensions plus grandes; cette conception ne servant pas seulement à l'interprétation simple de notre expérience, mais aussi à la description exacte des faits. Pour ce qui est des gros ions on ne peut encore faire aucune image analogue. Des ions d'un caractère semblable ont été observés dans les gaz des flammes et dans d'autres cas, et il faut espérer que ce sujet maintenant résumé sera reconnu d'un intérêt suffisant, par ceux qui ont l'habitude de manier les méthodes de la théorie cinétique des gaz, pour que l'histoire de la vie de ces groupements de molécules entre en discussion.

L'étude de l'ionisation naturelle a un intérêt spécial, puisque une détermination plus complète des faits de l'ionisation de l'air permet de comprendre plus aisément l'électricité atmosphérique.

(Reçu le 15 avril 1909)

ANALYSES

Radioactivité

Nouvelle méthode de préparation des produits de décomposition radioactive, thorium D, produit à courte vie du thorium. — O. Hahn et Lise Meitner (*Verh. d. D. Phys. Ges.*, **11** (1909) 55-62). — Lorsqu'on expose des feuilles métalliques chargées négativement à une préparation d'actinium et à son émanation, on obtient, en plus du dépôt d'actiniums A, B et C, une activité résiduelle à disparition lente constituée par de l'actinium X. D'après M. Hahn, au moment de la décomposition explosive du radioactinium, qui se fait avec émission des rayons α et β, l'atome d'actinium X subit un effet de recul qui suffit à le faire sortir du groupement moléculaire. Il reste chargé positivement, suit les lignes de force du champ électrique et vient se coller sur l'électrode négative[1].

Ce phénomène n'est pas exceptionnel ; miss Brooks l'avait observé dans un autre cas et Rutherford en avait donné la théorie. Il se retrouve dans la décomposition du radium A, de l'actinium C, et du thorium C (tous ces corps ont une durée de vie relativement courte). Il permet de préparer à l'état de pureté des produits de décomposition radioactifs.

1° Miss Brooks avait constaté qu'en mettant au fond d'un récipient un dépôt de radium A, B et C on obtient du radium B sur une électrode négative. Les expériences des auteurs confirment ces résultats ;

2° Un dépôt d'actinium A, B et C envoie sur une lame négative de l'actinium C absolument pur. On peut recueillir ainsi 20 pour 100 de l'actinium C produit ;

3° En essayant d'isoler par cette méthode le thorium C, qui n'a pas encore pu être séparé du thorium B à cause de sa durée de vie extrêmement courte (quelques secondes), les auteurs ont obtenu une nouvelle substance radioactive, le thorium D, dont voici les caractères :

Période de désactivation égale 3,1 minutes, n'émet que des rayons β très pénétrants.

4° Enfin, la même méthode permet d'obtenir du radium C. Ici, l'effet de recul est dû à l'émission de rayons β, car le radium B n'émet pas de rayons α.

L'activité du radium C ainsi préparé décroît nettement pendant la première minute. Ce fait pourrait s'expliquer en admettant que le radium C est complexe. On sait d'ailleurs que le rayonnement β du radium C est composé de deux parties de pénétration différente.

De plus le parcours relativement grand des rayons α du radium C (7,1 cm) rend également probable l'existence d'un corps à décomposition plus rapide que le radium C (période 19 minutes). E. Bauer.

La radioactivité spécifique du thorium et de ses produits. — G. C. Ashman. — (*Amer. Journ. Science*, **27** (1909), 65-72). — L'auteur donne d'abord un court historique de la question.

Il a été impossible jusqu'ici de séparer complètement le radiothorium du thorium, et de mesurer directement l'activité du thorium lui-même. M. Ashman a pu calculer cette activité en opérant comme il suit.

Quatre échantillons d'oxyde de thorium ont été préparés :

A. oxydes A de Mc. Coy et Ross[1], précipités 100 fois par NH^3 et contenant peu de radiothorium, le thorium X et ses produits ultérieurs sont enlevés par précipitation avec l'acide métanitrobenzoïque.

B. Oxydes B de M. Coy et Ross précipités 40 fois par l'eau oxygénée et contenant environ $\frac{1}{3}$ du radiothorium en équilibre, ces oxydes sont purifiés deux fois par la méthode de Neish et par quatre précipitations à l'acide métanitrobenzoïque faites à intervalles de deux heures.

C et D. Oxydes provenant de thorite d'Arendal (Norway).

1 O. Hahn, *Phys. Zeitsch.* **10** (1909) 81 ; *Le Radium*, 6 (1909) 89.

1 *J. Am. Chem. Soc.*, **29** (1907) 1712.

On sépare seulement le thorium X et ses produits par l'acide métanitrobenzoïque.

On mesure rapidement l'activité de ces oxydes par la méthode de Boltwood; on fait des mesures à des intervalles de quelques heures et on extrapole au temps zéro. On compare à l'activité de l'oxyde d'uranium U_3O_8 qui a une activité de 550 unités.

C et D donnent l'activité du thorium et du radiothorium en équilibre (Th + RTh = 289). Les mêmes échantillons en équilibre avec leurs produits ultérieurs ont une activité de 959. A et B donnent l'activité de Th + x RT (167), x étant la fraction de la quantité radiothorium en équilibre présente dans l'oxyde. Quand ces oxydes sont en équilibre avec les produits ultérieurs (Pr du radiothorium, l'activité mesurée correspond à Th + x (RT + Pr) (590). On a ainsi quatre équations qui permettent de calculer les activités de RT, Pr, Th et x. Des nombres ci-dessus on tire Pr = 650 de C et D, x Pr = 225, x = 0,5446, RT = 185 et Th (oxyde) = 104. L'activité du thorium serait environ 119. M. Moulin.

Sur le rayonnement des sels de potassium. **E. Henriot** (*C. R.* **148** (1909) 910-912). — Les travaux de Campbell et de Wood, de Mac Lellan et Kennedy semblent indiquer que les sels de potassium possèdent une radioactivité faible. Ces auteurs sont d'accord pour assigner aux rayons du potassium une pénétration de l'ordre de celle des rayons β de l'uranium et pour déclarer que le rayonnement est très hétérogène. Les recherches de M. Henriot prouvent au contraire que ce rayonnement est sensiblement homogène. Pour ces rayons le rapport $\frac{\lambda}{\rho}$ du coefficient d'absorption λ à la masse spécifique de l'écran absorbant, dans le cas présent, l'étain, est égal à 16,0. Dans ces déterminations, l'auteur emploie 1 kilogramme de sel réparti sur une surface de 1500 cm². Le courant d'ionisation est mesuré à l'aide d'un électroscope Wilson; il est corrigé de l'effet de la radiation pénétrante et de la radiation des parois fraîchement polies.

Électronique

Une revision des lois fondamentales de la matière et de l'énergie. — **Gilbert-N. Lewis** (Boston) (*Phil. Mag.*, **16** (1908) 705). — On sait que les théories de la pression de radiation ont conduit à attribuer à un faisceau lumineux, en même temps qu'une énergie rayonnante, se propageant avec la vitesse de la lumière, une certaine quantité de mouvement électromagnétique, proportionnelle à son énergie. C'est ce que l'auteur interprète par les hypothèses suivantes :

1 — Quelque chose possédant une masse se meut dans un faisceau lumineux avec la vitesse de la lumière.

Cette masse fictive m est définie par l'équation $m = \frac{M}{V}$, V étant la vitesse de la lumière, M la quantité de mouvement électromagnétique du faisceau. L'énergie transportée par le faisceau est, d'après la théorie et l'expérience, égale à MV, c'est-à-dire mV^2. La masse fictive définie plus haut ne se comporte donc pas comme une masse matérielle, son énergie cinétique est double de celle d'une masse animée de la vitesse V et obéissant aux lois de la mécanique classique.

2 — Un corps qui absorbe le rayonnement acquiert l'énergie, la quantité de mouvement *et la masse* qui sont transportées par le faisceau.

Un calcul immédiat montre alors que la masse m d'un corps, définie comme le rapport de sa quantité de mouvement à sa vitesse, est proportionnelle à son énergie interne E; on retrouve l'équation d'Einstein :

$$m = \frac{E}{V^2}.$$

Dans le cas d'un corps en mouvement, l'auteur démontre très simplement que la masse est liée à la vitesse v par l'équation de Lorentz-Einstein :

$$m = \frac{m_0}{\left[1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}$$

D'après la formule (1), l'énergie cinétique E' d'un corps sera définie par l'équation :

$$m = m_0 + \frac{E'}{V^2},$$

c'est-à-dire

$$E' = mV^2 \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \right\}.$$

En développant, on trouve : $E' = \frac{1}{2} mv^2$ quand v est faible, et $E' = mV^2$ quand v tend vers la vitesse de la lumière. Les masses fictives transportées par un faisceau lumineux se comportent donc comme des masses matérielles obéissant aux lois de la dynamique électromagnétique, avec cette différence que leur énergie cinétique reste *finie* pour une vitesse égale à la vitesse de la lumière.

Cette théorie permet de distinguer le mouvement absolu du mouvement relatif : « un corps est en repos absolu lorsque tout mouvement qui lui est communiqué, quelle que soit sa direction, augmente sa masse ».

L'auteur se propose de montrer qu'elle est en accord avec les théories ordinaires de l'électrodynamique et de la lumière. E. Bauer.

Recherches sur la force et le déplacement électriques engendrés dans un corps isolant par son mouvement dans un champ magnétique. — **S. J. Barnett** (*Phys. Rev.*, **27** (1908) 425-472). — On sait qu'une des différences essentielles entre la théorie de Maxwell et celle de Lorentz est que la première a pour conséquence l'entraînement complet des ondes lumineuses par la matière en mouvement, tandis que la seconde fournit une explication satisfaisante de l'entraînement partiel découvert par Fizeau. Cela revient à dire que dans la théorie de Lorentz l'éther est considéré comme immobile et que, par suite, le déplacement dans un diélectrique est égal au produit de la force électrique *totale* par K — 1 en désignant par K le pouvoir inducteur spécifique de la matière, celui de l'éther étant égal à 1 : dans la théorie de Maxwell le déplacement est plus grand et égal au produit par K de la force électrique *totale*.

Cette force électrique totale est la somme du champ électro-statique et de la polarisation. Dans le cas d'un diélectrique en mouvement dans un champ magnétique, la polarisation résulte des forces exercées par le champ sur les éléments électriquement chargés qui constituent les molécules du diélectrique. On peut donc considérer la polarisation en un point comme le produit vectoriel de la vitesse du diélectrique en ce point par l'induction magnétique.

C'est en se plaçant à ce point de vue que les expériences de M. Barnett vérifient la théorie de Lorentz. Son appareil se compose d'un cylindre B (fig. 1) tournant rapidement dans le champ magnétique coaxial produit par une bobine C.

La surface du cylindre B est recouverte d'une couche uniforme de diélectrique, A, sur laquelle est adhérente un revêtement métallique F. Un tube G, fermé à ses extrémités par des toiles métalliques, peut être isolé ou relié au sol, de manière à constituer dans ce cas la protection électrostatique de la couche diélectrique A.

Soit n le nombre de tours par seconde et B l'induction magnétique dans l'isolant, V la différence de potentiel entre

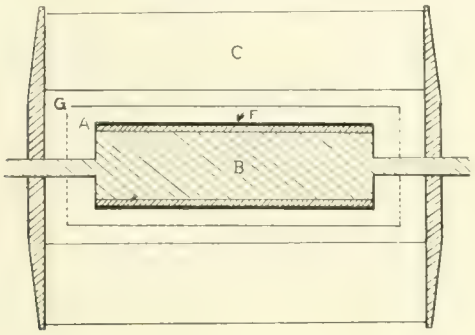


Fig. 1.

G (relié au sol) et la surface extérieure de F, U entre la surface extérieure de F et la surface de B; soit encore S′ la capacité du condensateur formé par F et G, S″ la capacité du condensateur F A B; l'auteur montre qu'en partant de l'expression rappelée plus haut pour le déplacement électrique dans la théorie de Lorentz, on doit avoir :

$$V = \frac{S''}{S'' + S'}\left(\frac{k-1}{k}\Psi + U\right) \qquad (1)$$

en désignant par Ψ la force électromotrice produite dans le diélectrique par la polarisation due au mouvement; on a donc :

$$\Psi = \int_{r_1}^{r_2} 2\pi n B r\, dr = nB(\pi r_2^2 - \pi r_1^2) \qquad (2)$$

r_1 et r_2 désignant les rayons intérieur et extérieur de la couche A.

Si l'éther était entraîné avec le diélectrique on aurait au lieu de l'équation (1)

$$V = \frac{S''}{S'' + S'}(\Psi + U) \qquad (3)$$

Nous renvoyons au mémoire pour les dispositions adoptées afin de mesurer V sans l'emploi de contact glissant qui introduiraient des causes d'erreurs impossibles à éliminer. Le mémoire contient aussi beaucoup de renseignements très intéressants sur les détails de l'appareil, qui paraît avoir été extrêmement étudié.

Les expériences comprennent la détermination de K, n, B, U, et V pour chaque valeur du courant I qui traverse la bobine. Si l'on porte en abscisses les valeurs de n I et en ordonnées celles de V on obtient une droite passant par l'origine, ce qui est conforme à la proportionnalité de Ψ et I à n I. Le coefficient angulaire de cette droite est proportionnel à la valeur de $\frac{K-1}{k}\Psi + U$ pour $I = 1$ $n = \frac{1}{1\pi}$ (1 tour par seconde), ou de Ψ + U suivant la théorie que l'on adopte. Comme on connaît Ψ par la formule (2) on peut voir laquelle des deux théories est en désaccord avec l'expérience.

L'expérience fournit bien pour V et pour I des lignes droites passant par l'origine. Il en résulte que Ψ est bien proportionnel à n I. Dans le cas du soufre la formule (2) donne pour $\frac{k-1}{k}\Psi$ la valeur 108.10^{-7} volts et pour Ψ la valeur 145.10^{-7} volts. Les équations (1) et (3) permettent d'obtenir pour l'une ou l'autre de ces deux quantités, suivant la théorie que l'on adopte, 100.10^{-7} volts. Cette valeur ne diffère que de 8 pour 100 (de l'ordre des erreurs expérimentales), de la valeur de $\frac{k-1}{k}\Psi$, tandis qu'elle diffère de plus de 31 pour 100 de la valeur de Ψ. C'est donc l'équation (3) qui est fausse et la théorie de Lorentz qui rend compte du phénomène.

De même, avec la résine, la théorie de Lorentz fournit un écart de 15 pour 100 et celle de Maxwell un écart de 42 pour 100. Un second cylindre de résine, étudié dans de meilleures conditions (au point de vue de l'isolement, difficile à obtenir sur de grandes surfaces, de la régularité de marche du moteur, etc.), a fourni un écart de 5 pour 100 avec la théorie de Lorentz et de 34 pour 100 avec celle de Maxwell. Les expériences correspondant à ce cas sont résu-

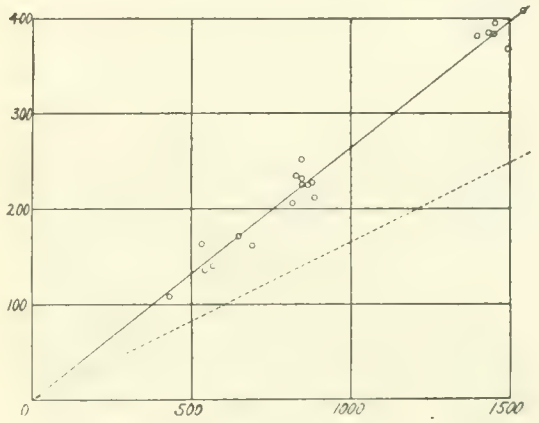


Fig. 2.

mées par la figure 2; la ligne ponctuée représente les valeurs de U.

Un premier cylindre d'ébonite s'est montré impropre aux mesures à cause d'un phénomène inattendu qui se produisait en l'absence d'un champ magnétique. Le mouvement de rotation produisait l'équivalent, au point de vue du résultat d'une force électromotrice centrifuge proportionnelle au carré de la fréquence. Un second cylindre de soufre, préparé autrement, a aussi donné lieu à un phénomène analogue mais de sens inverse. Quelques expériences ont été faites pour trouver une explication de ce phénomène. Mais un second cylindre d'ébonite, employé dans la seconde série d'expériences, plus soigneusement montées encore que les premières, a fourni un écart de 7 pour 100 avec la théorie de Lorentz, de 27 pour 100 avec celle de Maxwell. Le curieux phénomène observé avec le premier cylindre ne s'est pas reproduit.

L'auteur termine en faisant une critique à la méthode employée par H. A. Wilson[1] pour étudier le même phénomène. Les expériences de Wilson, faites sur l'ébonite, concordent moins exactement avec la théorie de Lorentz que leur auteur ne le croyait, à cause d'une erreur de calcul. Elles sont cependant en bien meilleur accord avec l'hypothèse de l'immobilité de l'éther qu'avec celle de son entraînement. L'appareil de Wilson comporte de plus un contact glissant, évité dans les expériences de l'auteur.

L. Dunoyer

1. *Roy. Soc. Trans.* A, sept. 1904.

Effet Zeeman dans les spectres du wolfram et du molybdène. — Robert Jack (*Ann. der Phys.*, **28** (1909) 1052-1066). — Ce travail très complet a été fait sous la direction de W. Voigt, à Gottingen.

Le spectre du wolfram contient un certain nombre de raies pour lesquelles le phénomène de Zeeman est très complexe. C'est ainsi que les raies $\lambda = 5868,14$ et $\lambda = 4008,95$ donnent 19 composantes; d'autres en donnent 17, 15, 13, etc. Ce sont les cas les plus compliqués qui aient été observés.

Dans le spectre du wolfram l'auteur a trouvé une nouvelle série dont la limite est $n = 45081$.

Un grand nombre de raies des deux éléments donnent des triplets, en particulier du type de Becquerel et Deslandres. Pour toutes les raies ayant plus de trois composantes, la règle de Runge s'est trouvée vérifiée : « Les distances des composantes au centre, sont des multiples d'une partie aliquote de la distance normale :

$$a = \frac{\Delta l}{\lambda^2} = \frac{e}{m}\frac{H}{4\pi c}.$$

H étant le champ magnétique, c la vitesse de la lumière.

On trouve, par exemple, des multiples de $\frac{a}{2}, \frac{a}{3}, \frac{a}{4}, \frac{a}{5}$, etc.

L'auteur arrive jusqu'à $\frac{a}{21}$, de ne sais pas si la règle a encore un sens pour des fractions aussi compliquées.

D'après une théorie de W. Ritz, les distances entre les différentes composantes polarisées parallèlement au champ, doivent être égales aux distances qui séparent les composantes perpendiculaires au champ (ou, au moins, elles doivent être dans un rapport simple). Les résultats obtenus sur certaines raies du wolfram et du molybdène contredisent cette théorie.

Quoique ces deux éléments appartiennent au même groupe de Mendelejeff, les raies donnant des phénomènes analogues plus compliqués que les triplets sont très rares dans les deux spectres. E. Bauer.

Remarque sur le travail de M. Fürstenau (rapport $\frac{e}{m}$ pour la molécule de Hg). — Robert Pohl (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 90-91). — M. Fürstenau, dans un travail analysé ici récemment, a cru déduire une nouvelle méthode de mesure du rapport $\frac{e}{m}$ pour la molécule de mercure en identifiant les valeurs de la constante universelle $\frac{\alpha}{c}$ obtenue par la théorie électronique des métaux et par la théorie cinétique des gaz. M. Pohl pense qu'il s'agit d'une pétition de principe, le raisonnement employé par M. Fürstenau ne démontrant que la validité de l'équation banale

$$c = \frac{3}{2}\frac{R}{A \cdot M}$$

Léon Bloch.

Sur une extension de la théorie électronique des métaux donnée par Lorentz. — P. Gruner. — (*Verh. der D. Phys. Ges.* **10** (1908) 509). — L'auteur introduit dans une théorie que Lorentz a donnée en 1905 (*Proc. Amsterdam* **7** (1905), 438, 585, 684), une hypothèse supplémentaire :

« Il existe dans le métal des atomes métalliques tant chargés positivement que neutres. Les premiers peuvent se recombiner aux électrons négatifs, tandis que les seconds peuvent être ionisés par le choc des électrons. »

Aux termes donnés par Lorentz s'ajoutent, dans les équations, des termes complémentaires qui permettent de rendre compte de tous les phénomènes et en particulier des phénomènes magnéto-électriques (effet Hall) sans faire intervenir l'hypothèse des électrons positifs.

Edmond Bauer.

Mesure absolue de l'effet Zeeman pour quelques raies du mercure, dans des champs magnétiques faibles. — Paul Gmelin (*Ann. der Phys.*, **28** (1909) 1079-1087). — Les raies étudiées sont $\lambda = 5790$, 5769, 4916, 4358. La mesure du champ magnétique a été faite avec un soin particulier. Les résultats sont identiques, aux erreurs d'expérience près, à ceux de Weiss et Cotton.

L'auteur trouve pour les électrons vibrants :

$$\frac{e}{m} = 1,771 \times 10^7.$$

Cotton et Weiss ont obtenu $\frac{e}{m} = 1,770 \times 10^7$.

Les mesures directes ont donné : pour les rayons cathodiques (Classen), $\frac{e}{m} = 1,776 \times 10^7$; pour les rayons β (Bucherer $\frac{e}{m} = 1,763 \times 10^7$. E. Bauer.

Sur le mouvement des électrons libres dans les métaux. — P. Gruner (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 248). — L'auteur présente d'une manière un peu différente les questions fondamentales de la théorie des métaux, déjà établies par lui précédemment. L'hypothèse fondamentale est celle ci : le choc des électrons contre les molécules chargées positivement est toujours parfaitement élastique ; le choc contre les molécules neutres n'est élastique que si la vitesse est inférieure à une limite G ; au delà de cette limite, l'électron traverse la molécule sans déviation. On retrouve des formules plus générales que celles de Lorentz. Léon Bloch.

Sur la variation de l'absorption sélective en fonction de la température, et le rôle du premier électron d'une molécule à l'intérieur de la substance. — K. Kichling et J. Koenigsberger (*Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **10** (1908) 557). — Les recherches de J. Becquerel, de Du Bois et Elias sur la variation de l'absorption sélective des corps avec la température, ont eu un caractère qualitatif. Dans le présent travail, les auteurs déterminent, quantitativement au moyen d'un microphotomètre, les courbes d'absorption d'un certain nombre de corps (mica biotite, verres colorés, fuchsine, chlorite, etc. et mesurent la variation de leur position et de leur forme avec la température. Voici les résultats généraux de leurs expériences :

1° Une élévation de température déplace la courbe d'absorption vers les grandes longueurs d'onde ;

2° Le déplacement est presque toujours accompagné d'un étalement de la bande : la partie de la courbe située vers le rouge par rapport au maximum d'absorption, est plus déviée que la partie située vers le violet ;

3° Le déplacement est d'autant plus grand que le maximum est placé plus loin dans le violet ; il est à peine sensible pour les bandes d'absorption infra-rouges ;

4° Souvent l'absorption maxima diminue quand la température s'élève, de sorte que, si l'on tient compte de l'étalement de la bande, la surface limitée par la courbe d'absorption semble rester constante.

Au point de vue de la théorie des électrons, les lois expérimentales trouvées pour les corps solides et les tem

pératures pas trop élevées, semblent s'expliquer le mieux par la théorie que Lorentz a donnée des phénomènes de dispersion, et qui explique l'amortissement des vibrations des électrons par les chocs entre les molécules. Comme le nombre de ces chocs est proportionnel à la racine carrée de la température absolue, on explique facilement l'étalement des bandes en fonction de la température (cf. la loi de J. Becquerel).

D'autre part, comme une élévation de température déplace le domaine d'absorption vers les faibles fréquences, la force d'attraction qui agit sur un électron diminue quand la température s'élève. On peut interpréter ce fait en disant que la distance de l'électron au noyau de la molécule augmente avec la température. A une température caractéristique de chaque substance, cette distance atteint un maximum; à ce moment l'énergie lumineuse suffit déjà à détacher l'électron de l'atome et à le rendre libre à l'intérieur de la substance, comme dans le cas des métaux. C'est ce qui a lieu, d'après les auteurs dès la température ordinaire, pour un certain nombre d'oxydes et de sulfures, pour lesquels l'absorption *continue* est supérieure à ce qu'exigerait la valeur de leur conductibilité électrique. A une température plus élevée les électrons se détachent d'eux-mêmes de la molécule, la substance devient très conductrice de l'électricité et son absorption, de *sélective* qu'elle était, devient *continue*. C'est ce qu'on observe, par exemple, pour la molybdénite vers 800°.

Le nombre total des électrons vibrants est indépendant de la température, si l'on est au-dessous de la température critique; au-delà ce nombre diminue. Pour beaucoup de substances l'absorption dans l'ultra-violet et le spectre visible est due à un seul électron négatif. E. Bauer.

Sur un manque de symétrie des rayons secondaires des rayons X. — W. H. Bragg et J. L. Glasson (*Trans. Roy. Soc. South Australia*, **32** (1908). — Les auteurs comparent l'intensité du rayonnement secondaire émis par la face arrière d'un écran frappé par les

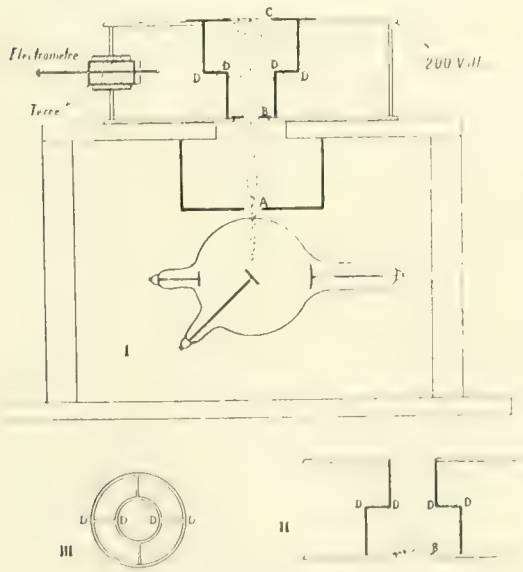


Fig. 1, 2, 3.

rayons X (rayons secondaires d'émergence) à l'intensité du rayonnement secondaire émis par la face avant (rayons secondaires d'incidence).

La figure 1 montre le dispositif employé. Les rayons X vont frapper l'écran étudié C et les rayons secondaires d'incidence pénètrent dans la chambre d'ionisation à travers DD. En renversant cet appareil (fig. 2), ce sont les rayons d'émergence qui pénètrent dans la chambre d'ionisation.

Les rayons secondaires d'émergence sont plus intenses que les rayons secondaires d'incidence. Cette dissymétrie est plus marquée pour les corps de poids atomique faible que pour les corps de poids atomique élevé; elle est plus petite que dans le cas des rayons γ. Les rayons X se comportent comme des rayons γ très doux. M. Moulin.

Fatigue des métaux soumis aux rayons Röntgen — Louis T. More et R.-E.-C. Gowdy (*Amer. Phys. Soc.* Baltimore, 28 décembre 1908). — Cette note est la suite des résultats obtenus antérieurement sur ce sujet[1]. Les auteurs y décrivent une méthode nouvelle pour mesurer la radiation secondaire émise par les métaux frappés par les rayons X. Les résultats obtenus précédemment ont été confirmés et développés.

Pour expliquer la radiation secondaire, J.-J. Thomson suppose que les rayons X effectuent une désintégration dans la structure de l'atome du métal, et permettent l'expulsion de corpuscules chargés. Les expérimentateurs ne partagent pas cette façon de voir. Ils ont employé des lames de fer, de plomb et de cuivre à surfaces fraîchement polies qui se sont d'abord recouvertes de minces couches de sous-oxydes du métal, puis de couches d'oxydes. L'effet de cette oxydation successive sur la fatigue du métal semble montrer que les changements chimiques de la surface produits par les rayons X, avec comme conséquences les changements de la surface électrisée des couches doubles, expliquent les phénomènes observés. Gaston Dannf.

Recherche expérimentale sur la nature des rayons γ. — W.-H. Bragg et J.-P.-V. Madsen. — (*Phil. Mag.*, **16** (1908) 918-940). — Le faisceau de rayons γ utilisé est débarrassé de rayons β par un champ magnétique; l'électro-aimant est entouré d'une cuirasse de fer qui protège la chambre d'ionisation. Les auteurs mesurent l'ionisation produite par les rayons secondaires émis par un écran frappé par les rayons γ soit du côté où arrivent ces rayons γ, soit du côté où ils sortent.

Ils concluent que les rayons β secondaires se meuvent en moyenne dans la direction des rayons γ et sont dispersés comme les rayons β. Leur vitesse augmente avec la pénétration des rayons γ.

Dans le cas des rayons γ pénétrants, l'absorption et la production de rayons secondaires suit la loi des densités. Pour les rayons peu pénétrants, les atomes lourds sont plus absorbants que les atomes légers.

D'après les auteurs, ces faits seraient en accord avec l'hypothèse de la constitution particulaire des rayons γ.

M. Moulin.

Fonctionnement et théorie de l'appareil de mesure de la vitesse des rayons de Rontgen. E. Marx (*Ann. der Phys.*, **28** (1909) 37). — **De l'influence des rayons de Rontgen sur l'établissement de la décharge. — E. Marx** (*Ann. der Phys.*, **28** (1909) 155). — **Sur la question de la vitesse des rayons de Rontgen. II. — J. Franck et R. Pohl** (*Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **10** (1908) 489). — On a déjà rendu compte ici[2] de la discussion qui s'est élevée entre M. Marx d'une part, M. Franck et Pohl d'autre part, à propos de la mesure de la vitesse des rayons de Rontgen. Nous n'avons à signaler qu'une nouvelle expérience de Franck et Pohl : en étudiant

1. *Phil. Mag.*, 1907. *Le Radium*, 4 (1907) 281.
2. Cf. *Le Radium*, 5 (1909) 185-378.

simultanément un tube à cathode de platine frappée par les rayons de Röntgen, et un tube à hélium soustrait à tout rayonnement, ils ont obtenu deux séries de phénomènes absolument parallèles. Ils en concluent que c'est le potentiel efficace qui détermine l'allure de la décharge, et non pas la phase du potentiel de l'électrode au moment où elle est frappée par les rayons de Röntgen. E. Bauer.

Polarisation des rayons X mise en évidence par le rayonnement secondaire. — **E. Bassler** [*Ann. der. Phys.*, **28** (1909) 808-884]. — Travail fait sous la direction de Röntgen.

La polarisation des rayons X a été mise en évidence par Barkla, qui a trouvé que l'intensité des rayons secondaires émis sous l'influence d'un faisceau de rayons X dans un plan perpendiculaire aux rayons, varie avec la direction. L'auteur reprend les expériences de Barkla. Il a pris, surtout en ce qui concerne la symétrie du dispositif, des précautions qui le mettent à l'abri des objections que l'on a faites à Barkla.

Il fait tomber un faisceau de rayons X, perpendiculaire aux rayons cathodiques, sur une sphère de paraffine, qui émet des rayons secondaires. On compare, à l'aide d'une méthode différentielle, l'intensité de l'ionisation due aux rayons secondaires en deux directions perpendiculaires entre elles et au faisceau primaire. On mesure la conductibilité de l'air dans deux condensateurs identiques constitués par une toile métallique et un plateau placés à égale distance du centre de la sphère, perpendiculairement à deux rayons à angle droit.

Les expériences ont montré que les rayons X sont partiellement polarisés. Le plan P passant par les rayons cathodiques et les rayons primaires est un plan de symétrie du phénomène, les rayons secondaires y sont les plus faibles. Pour une sphère de paraffine et des rayons de dureté moyenne, la polarisation est de 10 pour 100, si l'on définit la polarisation par le rapport $\frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}$; I_2 étant l'intensité des rayons secondaires émis perpendiculairement au plan P; I_1 parallèlement au faisceau cathodique. La polarisation diminue avec la dureté des rayons primaires et l'intensité du rayonnement secondaire. La polarisation la plus grande qui ait été observée est de 16 pour 100.

Une sphère d'aluminium mise à la place de celle de paraffine ne donne que 5 pour 100. Avec le plomb on n'obtient pas de phénomènes nets. La dissymétrie est maxima pour les rayons secondaires émis perpendiculairement aux rayons primaires.

Si on met des substances absorbantes sur le chemin des rayons X la polarisation augmente.

Il semble donc que ce sont les rayons les plus pénétrants qui sont polarisés; ces rayons pénétrants sont émis au moment du premier choc que subissent les électrons.

La polarisation dépend de l'angle que fait le faisceau cathodique avec le faisceau de rayons primaires. Elle croît quand l'angle augmente et atteint un maximum pour 110° environ.

L'auteur a essayé de mettre en évidence la polarisation des rayons X en faisant agir les rayons secondaires sur des plaques photographiques. Les résultats ont été négatifs.

Edmond Bauer.

Radiations

Extension de la série principale du spectre du sodium. — **R.-W. Wood** (*Phil. Mag.*, **16** (1908) 945-947). — L'auteur avait déjà observé un certain nombre de raies de la série de Balmer dans le spectre d'absorption de la vapeur de sodium. Il a pu étendre ce spectre en employant un tube d'acier de 1 mètre de long et contenant de l'azote sous une pression de 15 centimètres. La vapeur de sodium est alors assez dense pour être opaque aux radiations visibles; elle n'est transparente qu'à l'ultra-violet. Comme source de lumière, il se servait d'une étincelle condensée entre pointes de cadmium qui donne un fond continu et des raies qui ne coïncident avec aucune des raies du sodium. Le spectre d'absorption était obtenu à l'aide d'un spectrographe peu dispersif à prisme de quartz; M. Wood a pu identifier les raies de la série jusqu'à $n = 24$.

M. Moulin.

La série complète de Balmer dans le spectre du sodium. — **R.-W. Wood** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 88-90). — La série de Balmer, la plus complète qui ait été observée au laboratoire est celle de l'hydrogène (Cornu et Ames). Elle comprend 12 raies. Le spectre de la chromosphère fournit 27 raies de l'hydrogène, dont la dernière ($n = 50$) est distante à peine de 15 U. A. de la limite théorique de la série. Dans le cas de la vapeur de sodium on connaissait jusqu'ici 7 raies appartenant à la série principale. En étudiant le spectre ultra violet d'absorption de cette vapeur, l'auteur a pu accroître ce nombre d'une façon notable. Le spectre d'absorption ne présente pas d'autres raies que celles de la série principale, ce qui élimine toute confusion.

Le petit spectrographe en quartz de Fuess a permis d'aller jusqu'à 22 raies. Un grand spectographe a étendu la série jusqu'à 48. La vapeur de sodium était obtenue par chauffage du métal au rouge sombre dans un tube d'acier long de 1 mètre et où la pression de l'azote est 15 centimètres environ. La source lumineuse est l'étincelle de cadmium fortement condensée entretenue par un transformateur puissant.

On a ainsi une série de Balmer dépassant de beaucoup la plus longue qui ait été observée jusqu'ici ($n = 50$ au lieu de $n = 30$). La limite atteinte ne semble déterminée que par le pouvoir séparateur du spectroscope et la densité de sodium employé. L'intensité des raies et leur largeur diminuent quand le rang augmente. Jusqu'à $n = 40$, on peut compter les raies directement sur le cliché agrandi, au delà il faut employer le microscope.

Des deux côtés des deux premières raies ultra-violettes (3502 et 2800), on a observé des spectres cannelés analogues à ceux qui accompagnent les raies D, et il est à supposer que des spectres du même genre accompagnent aussi les termes plus élevés de la série. L'auteur poursuit l'étude de ces spectres, dont la constitution semble différente de celle des spectres cannelés associés à la raie D. Les résultats obtenus jusqu'ici indiquent que les raies de la série principale ne sont pas produites par des oscillations différentes d'un système unique. L'étude des spectres cannelés jettera sans doute plus de jour sur cette question.

La région 3502 U. A. présente une fluorescence ultra-violette énergique, analogue à celle qui a été étudiée, précédemment, dans le domaine spectral rouge et bleu-vert.

M. Wood a fait voir déjà que le spectre cannelé bleu vert est en corrélation avec les raies D, car celles-ci apparaissent dans le spectre de fluorescence, quand la vapeur est excitée par la lumière bleu vert qui est absorbée par le spectre cannelé. La circonstance que les raies d'ordre supérieur sont elles aussi, accompagnées de spectres cannelés est très significative.

M. Wood cherche actuellement à faire apparaître les termes supérieurs de la série de Balmer dans le spectre *d'émission* du sodium.

Léon Bloch.

Sur l'absorption de la lumière par l'hydrogène lumineux. — **R. Ladenburg** (*Verh. d. Deutsch Phys. Ges.* **10** (1908) 550). — L'hydrogène enfermé dans un tube de Geissler et soumis à des décharges électriques, absorbe les radiations qu'il émet. L'auteur étudie quantitavement cette absorption sélective (pour les raies H_α, H_β, H_γ) en prenant, comme source de lumière, un deuxième tube à hydrogène en série sur le tube absorbant.

Le phénomène est soumis à peu près aux lois ordinaires de l'absorption de la lumière. Pour un tube donné elle augmente quand on introduit dans le circuit une capacité et diminue sous l'influence d'une self-induction. Dans dans des conditions de décharge déterminées, elle est à peu près proportionnelle à la pression du gaz.

E. Bauer.

Mesure de la dispersion rotatoire dans les régions visible et ultra-violette du spectre. — **T. Martin Lovry** (*Proc. Roy. Soc.*, **81** (1908) 472-474). — Cette méthode est analogue à la méthode de Perkin. Un faisceau parallèle de la lumière d'une source multichromatique, d'un arc par exemple, tombe sur la fente largement ouverte d'un spectroscope à déviation constante. La lunette d'observation est remplacée par une lentille achromatique à long foyer qui forme l'image de la fente sur le polariseur d'un polarimètre à triple champ. La largeur maxima que l'on peut donner à la fente est telle que les raies des doublets soient séparées; elle dépend du pouvoir dispersif du spectroscope.

En faisant tourner le prisme du spectroscope, on peut amener chacune des raies dans le champ. Pour supprimer l'influence de toute lumière parasite, on emploie un oculaire spectroscopique de Perkin.

Pour l'ultra-violet, on envoie un faisceau parallèle de la lumière d'un arc charbon-magnétite sur le polariseur du polarimètre dont les nicols sont placés par des prismes de Foucault. Une lentille de quartz-calcite forme l'image du triple champ du polarimètre sur la fente d'un spectrographe pour ultra-violet. En prenant des clichés pour différentes positions de l'analyseur, on peut ainsi déterminer le pouvoir rotatoire d'une substance pour les différentes régions du spectre.

M. Moulin.

Dispersion de la lumière dans les vapeurs métalliques. — **Hermann Geissler** (*Zeitschr. f. Wiss. Phot.*, **7** (1909) 89-112). — Travail fait au laboratoire de Kayser à Bonn.

L'auteur utilise une méthode due à Puccianti[1], pour mettre en évidence la dispersion anormale au voisinage des raies d'émission et d'absorption des vapeurs métalliques. Cette méthode permet de déceler l'absorption dans les cas où l'on ne réussit pas le renversement des raies.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.

Le faisceau émis par le cratère d'un arc K, et rendu con-

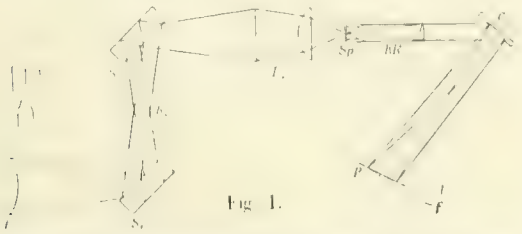


Fig. 1.

vergent au moyen de la lentille L, tombe sur les miroirs de Jamin S_1 S_2. Ceux-ci donnent des franges horizontales que l'on projette sur la fente verticale *Sp* d'un spectrographe à réseau concave C. On observe sur la plaque photographique P un système de franges horizontales qui se rétrécissent du rouge au violet. Si l'on intercale la vapeur métallique étudiée (flamme d'un arc électrique) sur le trajet de l'un des faisceaux, en K_2, celui-ci éprouve un retard variable avec la longueur d'onde, si la vapeur est dispersive, et les franges se déforment. Lorsqu'on se rapproche d'une raie, l'indice de réfraction, et, par suite, le retard optique à travers la flamme de l'arc, augmentent du côté rouge de la raie, diminuent du côté violet. Les franges tendent à devenir parallèles à la raie. La durée d'exposition varie de 1 à 5 secondes; il faut attendre un moment où la flamme brûle régulièrement.

L'auteur a pu mettre en évidence la dispersion anormale au voisinage d'un grand nombre de raies nouvelles et de quelques bandes, en particulier les bandes du fluorure de calcium qui donne le phénomène de Zeeman (Dufour).

E. Bauer.

Longueurs d'onde normales du spectre du fer dans un système de Rowland définitif. — **J. Hartmann** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 121-124). — M. Hartmann propose d'introduire sous le nom de *système de Rowland définitif* un système de longueurs d'onde, obtenu en multipliant tous les nombres de Buisson et Fabry[1] par le facteur

$$F_r = 1,0000\,373.$$

Voici pourquoi. D'une part les nombres de Buisson et Fabry sont les plus précis que l'on possède. Mais ces nombres sont rapportés au système de la conférence de Meudon de 1907, c'est-à-dire qu'on pose pour la raie rouge du cadmium.

$$\lambda = 6438,4656.10^{-10} \text{ m}.$$

Or, tous les autres travaux de spectroscopie sont rapportés soit au système de Michelson, soit au système des Tables préliminaires de Rowland. Tout en maintenant en principe le système de la conférence de Meudon qui a l'avantage de rattacher d'une manière absolue la longueur d'onde au système métrique, M. Hartmann propose, pour la pratique, de garder un système aussi voisin que possible du système si répandu de Rowland. Pour cela, il propose de multiplier tous les nombres de Buisson et Fabry par un facteur convenablement choisi, qui donne des nombres aussi voisins que possible de ceux de Rowland pour la même région. On trouve que le facteur a la valeur indiquée plus haut.

Léon Bloch.

Influence de la densité de courant et de la capacité sur les spectres de l'argon et de l'hydrogène. — **C. Sheard** (*Phys. Rev.*, **27** (1908) 258-266). — En 1865 Plucker et Hittorf ont signalé l'existence, pour plusieurs gaz, de deux spectres que l'on a appelés primaire et secondaire. On obtient le spectre primaire en faisant passer, à travers le gaz à basse pression, un courant de décharge peu intense, et le spectre secondaire en mettant aux bornes du tube contenant le gaz un condensateur. L'hydrogène, l'azote, l'oxygène, les halogènes et les gaz monoatomiques présentent ce phénomène.

On peut se demander s'il est possible de varier les conditions de la décharge de manière à passer sans discontinuité du spectre primaire au spectre secondaire. Sheard a étudié le phénomène dans le cas de l'argon et a commencé la même étude pour l'hydrogène. Il trouve qu'en augmentant progressivement la densité du courant, par exemple en diminuant le diamètre du tube capillaire pour un même voltage aux bornes, on peut modifier le spectre primaire de l'argon dans lequel apparaissent un très grand nombre des raies

1. Puccianti, *Spett. Ital.*, **33** (1904) 155 et **35** (1905) 47.

1. Voir *Le Radium*, 1907.

signalées par Rydberg comme appartenant en propre au spectre secondaire, qu'il obtenait par adjonction d'une capacité. Le tableau donné par l'auteur des longueurs d'ondes primaires et secondaires (d'après Rydberg) est tout à fait frappant à cet égard. Sur 400 raies environ, comprises entre 7655 et 5514, près de 500 appartiennent aux deux spectres tels que les obtient Sheard, et presque toutes ces 500 appartenaient en propre, d'après Rydberg, au spectre secondaire. Ce tableau manifeste cependant une différence très nette entre les deux spectres : dans les grandes longueurs d'onde le spectre secondaire (avec capacité) ne contient aucune raie et au contraire les spectres primaires (sans capacité) que l'auteur a pu obtenir vont moins loin vers le violet que le spectre secondaire.

Dans le cas de l'hydrogène l'auteur indique qu'avec de faibles courants il obtient le spectre de lignes fines, et H_β ; pour obtenir H_γ, H_δ et H_ε il faut augmenter la densité de courant ou mettre aux bornes une capacité, le spectre des 4 lignes méritant ainsi le nom de spectre secondaire.

L'augmentation de la densité du courant est accompagnée, pour un certain nombre de lignes, d'un élargissement. L'auteur rappelle aussi qu'avec de fortes décharges et une pression de 15 à 20 millimètres Eder et Valenta[1] avaient observé pour l'argon un spectre partiellement continu, la lumière émise par le tube capillaire étant blanche. Il n'indique pas la densité de courant ni la pression du gaz employées par lui. Louis Dunoyer.

Sur le spectre de l'effluve dans différents gaz. — **F. Himstedt** et **H. von Dechend** (*Phys. Zeitsch.*, **9** (1908) 852-855). — Des recherches antérieures de Himstedt et Meyer, il résulte qu'au voisinage du radium on observe une luminosité d'intensité très variable selon les différents gaz. Les expériences actuelles ont eu pour but de voir si les mêmes différences se reproduisent avec l'effluve dans les gaz raréfiés. On a employé des tubes genre Plucker munis de 2 pointes de platine entre lesquelles passe la décharge d'une machine électrostatique.

Les spectres obtenus dans l'air et l'azote ressemblent tout à fait à ceux que donnent les cristaux de radium. L'hydrogène, par contre, fournit un spectre tout à fait nouveau. Il n'est pas moins remarquable que CO et CO_2 fournissent des spectres qui sont loin d'être identiques.

Les gaz simples O, Cl, Az, donnent des spectres très voisins de ceux que fournit un tube de Geissler. L'hydrogène donne, en plus de son spectre secondaire, un vert électrique dont le spectre paraît entièrement nouveau et est sans doute lié à des traces d'impuretés dans le gaz.

Les gaz composés HCl, CH_4, NO, CO, CO_2 subissent tous la dissociation par la décharge et donnent les spectres de leurs constituants élémentaires mélangés parfois d'un spectre continu. Léon Bloch.

Sur le renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure dans le vide. — **A. Perot** (*C. R. Académie des Sciences*, **148** (1909) 404).

Parmi les 18 satellites de la raie λ 5641 du spectre de l'arc au mercure dans le vide, étudiés par M. Stansfield[1], l'un, S, se trouve particulièrement brillant; sa longueur d'onde est un peu supérieure à celle de la composante principale C. C'est sur ces deux radiations seulement qu'a porté l'étude présente.

L'auteur a employé pour ses observations l'étalon spectroscopique interférentiel, décrit antérieurement[2], permettant d'observer un système complexe d'anneaux de Perot et Fabry dans lesquels on discerne, outre les raies satellites très faibles, la composante principale C, et le satellite S, qui, pour l'étalon employé, a dépassé la discordance exacte avec la composante C. La dispersion de l'appareil permet, sur le satellite S, fin et brillant, de mesurer une variation en valeur relative de 5.10^{-8}.

Suivant les variations de pression, d'intensité de courant, ou de position de la source lumineuse (arc au mercure), le satellite S garde la même apparence, son éclat et sa largeur varient seuls. Il n'en est pas de même de la composante principale C, qui, lorsque la pression devient notable, présente le phénomène du renversement. On voit, en effet, dans la région médiane de l'anneau brillant, se former une ligne noire, très fine et déliée, qui augmente de largeur en même temps que l'anneau brillant lui-même, mais avec une dissymétrie qui entraîne l'ensemble vers les grandes longueurs d'onde. L'effet observé est le même aux deux extrémités du tube, ce qui prouve qu'il n'est pas dû à un effet Doppler-Fizeau, mais vraisemblablement à un renversement dissymétrique, avec déplacement vers le rouge par l'effet de la pression.

L'auteur fait remarquer ce fait intéressant, que ce phénomène ne se produit que sur la composante principale et non sur le satellite S; il en conclut que ces raies peuvent être d'espèces différentes.

M. Perot termine par un rapprochement entre ses propres résultats, et ceux obtenus d'une part par MM. Koch et Retschinsky[1], d'autre part par MM. Humphrey et Mohler, et enfin par M. Duffield[2], ces derniers auteurs ayant expérimenté sur l'arc au fer soumis à des pressions atteignant 100 atm. L. Maiout.

Sur l'influence des régions extrêmes du spectre dans les phénomènes de solarisation. — **A. Gargam de Moncetz** (*C. R.*, *Académie des Sciences*, **148** (1909) 406). — On sait, et il est confirmé par une expérience de M. Guebhardt[3], qu'il se produit un relèvement, après une certaine valeur minimum, de la courbe des noircissements d'une plaque photographique solarisée.

L'auteur s'est proposé de déterminer le rôle joué dans ces phénomènes par les différentes régions du spectre, en employant des plaques Lumière Σ préalablement exposées pendant 6 minutes à 50 centimètres d'un bec Auer, puis soumises à l'action du spectre solaire ou à celui d'une lampe Nernst, et enfin développées à l'hydroquinone métol.

On constate ainsi que, quel que soit le temps de pose du spectre (de 5 minutes à 4 heures), il y a toujours un noircissement entre λ 700 μμ et 1 μ environ. Ce résultat est le même, quel que soit le temps de solarisation préalable des plaques. L'impression produite ainsi par l'infra-rouge peut être effacée par une exposition très courte aux radiations actiniques ordinaires.

Pour l'ultra-violet, la durée d'insolation préliminaire a une importance plus grande que pour l'infra-rouge; l'auteur cite comme exemple les raies de l'arc au magnésium comprises entre λ 394 et λ 250, qui apparaissent d'autant plus facilement en noir que l'insolation a été plus prolongée; et qui, au contraire, apparaissent en blanc quand l'insolation a été relativement courte.

L'infra-rouge et l'ultra-violet sont donc les régions grâce auxquelles se fait l'ascension vers le second maximum de la courbe des opacités, les rayons médians s'y opposant.

Si l'on opère en lumière blanche, il n'intervient que la résultante des actions diverses, ce qui explique la lenteur avec laquelle se fait l'ascension vers ce maximum, cette ascension avec les plaques les plus sensibles ne commençant à se manifester qu'après *deux heures* d'exposition au soleil.

1. *Sitzungsbericht d. Wien. Akad. math. Nat.*, 1895, 404.
2. *Le Radium*, **2** (1905) 585-586.

1. *Nature*, mai 1908, 7.
2. *C. R.*, août 1908.
3. *C. R.*, 1905, **141**, 559.

En résumé, les phénomènes produits par l'infra-rouge dépendent considérablement de l'état préalable de la plaque, et peuvent se manifester, soit par un effet continuateur, soit par une inversion. Cette dernière propriété serait aux yeux de l'auteur plus facile à employer que la précédente pour la photographie de l'infra-rouge.

L. Matout.

Contribution à l'étude du rayonnement. — **G. Millochau** (*C. R. Ac. des Sc.*, **148** (1909) 780-782). — Les indications δ de l'actinomètre Féry sont rigoureusement proportionnelles à l'intensité du rayonnement Q de la source étudiée. $Q = m\delta$. Mais le rapport $\frac{w}{\delta}$, w étant l'énergie en watts qu'on doit fournir au récepteur de l'actinomètre pour obtenir une indication δ, n'est pas constante, quel que soit δ. On ne peut donc pas poser $w = Q$. La comparaison de mesures faites avec l'actinomètre Angstrom et l'actinomètre Féry montre qu'ils donnent les mêmes résultats. Les actinomètres actuels ne mesurent donc pas la valeur absolue du rayonnement qu'ils reçoivent, mais une partie seulement de ce rayonnement; d'où la nécessité d'avoir un récepteur ayant les propriétés du radiateur intégral. G. Danne.

Sur l'approximation de corps noirs employés comme récepteurs. — **C. Féry** (*C. R. Ac. des Sc.*, **143** (1909) 777-780). — M. Féry a étudié la façon dont se comportent plusieurs corps absorbants employés comme récepteurs. Il a comparé l'absorption d'une plaque recouverte du corps à étudier à celle d'une cavité conique de même surface d'ouverture; ces surfaces reçoivent des radiations variant de 0 μ à 8 μ. L'élévation de température de la pièce soumise au rayonnement est mesurée à 0°,01 par un couple thermo-électrique. M. Féry appelle *pouvoir réflecteur* le rapport $R = \frac{\Delta - \delta}{\delta}$, Δ étant la déviation du galvanomètre obtenue avec le cône et δ celle fournie par la plaque. Il y a un maximum de pouvoir réflecteur vers 6 μ pour un dépôt gris noir obtenu par électrolyse du chlorure de platine et un dépôt de noir de platine.

A 100° le noir le meilleur réfléchit encore 18 pour 100 de l'énergie incidente. G. Danne.

Phosphorescence

Recherches sur les vapeurs de sodium fluorescentes. — **Hans Zickendraht** (*Arch. Sc. phys. et nat.*, **V-27** (1909) 54-68). — Voici les conclusions de l'auteur :

1° L'apparition de la fluorescence de la vapeur de sodium se produit à une température d'environ 280°;

2° Elle est en outre caractérisée par un minimum de la tension initiale (tension à laquelle la décharge électrique commence à travers le gaz);

3° Le phénomène varie avec la nature du gaz enveloppant la vapeur de sodium. La disparition complète de la fluorescence, démontrée par Wood provient avec l'acide carbonique (comme gaz enveloppant), d'une destruction de la vapeur métallique.

Le minimum de potentiel initial est si étroitement lié à l'apparition de la fluorescence qu'en cas de déplacement de celui-ci il est entraîné avec lui.

A des pressions au-dessus de 80^{mm}, il est impossible d'obtenir l'extinction durable de la fluorescence, aussi bien dans l'hydrogène que dans l'acide carbonique ou l'azote;

4° On ne peut encore établir une connexion positive entre le passage du courant électrique à travers le système vapeur de sodium-gaz enveloppant et le spectre à bandes de la fluorescence. G. Danne.

Sur une méthode permettant de vérifier directement l'existence de l'absorption due à la fluorescence. — **R. W. Wood** (*Phil. Mag.*, **16** (1908) 940-944). — Burke, puis Nichols et Merritt avaient trouvé que certains corps fluorescents deviennent plus absorbants quand leur fluorescence est excitée par un faisceau lumineux transversal, Camichel n'a pu retrouver ce phénomène.

M. Wood emploie un disque perforé en rotation rapide, qui permet de laisser passer le faisceau latéral et le faisceau principal, soit simultanément, soit alternativement. Dans le premier cas, l'intensité de la lumière, à la sortie du corps fluorescent, devrait être plus faible que dans le second, l'intensité de la lumière de fluorescence restant constante. L'expérience a donné un résultat négatif.

M. Moulin.

Sur la production de fluorescence par les rayons cathodiques. — **O. Reichenheim.** — *Verh. D. deutsch. Phys. Ges.*, **11** (1909) 45. — Dans certaines conditions, il se produit dans les tubes à vide une fluorescence du verre et du quartz, qui diffère de la fluorescence ordinaire, et dont la couleur peut varier du rouge au bleu intense. Ce phénomène attribué par Lilienfeld aux électrons positifs est dû en général à des rayons cathodiques lents, de *striction*, qui se forment dans les parties étroites des tubes. L'auteur montre qu'il peut se produire également sous l'action de rayons émis par la cathode elle-même. La fluorescence rouge est due à l'oxygène occlus, et disparaît rapidement. La couleur passe par le violet puis devient bleue. La fluorescence bleue est persistante: elle peut être attribuée soit à l'action des rayons incidents, soit au phénomène d'émission de rayons secondaires. Pour décider entre ces deux hypothèses, M. Reichenheim prend comme cathode une grosse perle, formée au bout d'un tube de verre : on rend le verre conducteur en le portant au rouge à l'aide d'un fil de platine intérieur. La fluorescence bleue apparaît quand le courant dépasse une certaine limite. En même temps le verre se dévitrifie. Malgré la complication des phénomènes qui se passent au voisinage d'une cathode, l'auteur admet comme hypothèse la plus probable que la fluorescence bleue est liée à l'émission des électrons par le verre. E. Bauer.

Sur l'effet photo-électrique et actino-diélectrique dans les substances phosphorescentes alcalino-terreuses. — **P. Lenard et Sem Saeland** (*Ann. der Phys.*, **28** (1909) 476). — Ce travail important fait suite aux mémoires sur la phosphorescence publiés par Lenard Klatt en 1904[1].

Des expériences nouvelles, faites sur les sulfures phosphorescents alcalino-terreux préparés et étudiés à cette époque, montrent *qu'il y a un rapport étroit entre la phosphorescence, ou plutôt l'excitation de la phosphorescence par la lumière, et l'effet photo-électrique.*

Les difficultés expérimentales sont grandes. Les sulfures alcalino-terreux sont des isolants presque aussi bons que le quartz. Au début de l'éclairement, la substance chargée négativement émet une grande quantité d'électrons (l'activité est pour certains corps du même ordre que pour le magnésium); puis l'effet diminue pour devenir presque nul lorsque la charge positive qui est restée sur la substance est suffisante pour retenir les électrons.

L'expérience montre d'ailleurs que cette charge positive est bien inférieure (souvent moins de 1/10) à la quantité d'électricité qui, répandue sur toute la surface du corps phosphorescent, annihilerait le champ électrique à l'extérieur. Les auteurs en concluent que cette charge est localisée sur certains centres ou groupes de molécules isolés

1. Lenard et Klatt, *Ann. d. Phys.* 1904, **15** 671.

qui seuls présentent l'effet photo-électrique et gardent un excès d'électricité positive après avoir émis des corpuscules. Les centres voisins de la surface envoient leurs électrons à l'extérieur. Ces électrons ont une vitesse initiale très petite (2 volts) du même ordre de grandeur que pour les métaux. Les corpuscules mis en liberté à l'intérieur du corps restent fixés au voisinage de leurs centres d'émission avec lesquels ils ne peuvent pas se recombiner immédiatement, par suite de la faible conductibilité de la substance. C'est ce que les auteurs appellent la *polarisation des centres*.

Les recherches de Lenard et Klatt ont montré que ce sont également des centres isolés qui sont le siège des phénomènes de phosphorescence.

Les résultats essentiels des expériences actuelles prouvent que ce sont les mêmes groupes de molécules dont il s'agit dans les deux cas.

1° L'effet photo-électrique et la phosphorescence varient en même temps et dans le même sens suivant la composition des mélanges complexes qui constituent les sulfures alcalino-terreux phosphorescents. C'est ainsi, par exemple, que CaS pur, qui n'est pas phosphorescent, n'émet presque pas d'électrons sous l'influence de la lumière; il en est de même si on lui ajoute des traces de bismuth. Le mélange $CaS + (Na_2SO_4 + CaFl_2 + Na_2B_4O_7)$ est peu phosphorescent et faiblement photo-électrique. Enfin le véritable « phosphore » $CaS + Bi + (Na_2SO_4 + CaFl_2 + Na_2B_4O_7)$ présente les deux phénomènes avec une grande intensité.

2° En éclairant différents mélanges phosphorescents par de la lumière filtrée au travers d'écrans colorés, on constate que ce sont les mêmes radiations qui excitent la phosphorescence d'une substance donnée, et lui font émettre des électrons négatifs.

3° Si on chauffe le corps phosphorescent à une certaine température, il devient très lumineux pendant un temps très court (thermoluminescence); en même temps disparaît la polarisation des centres, enfin c'est à la même température qu'il cesse d'être isolant. Ces trois phénomènes sont donc connexes.

4° Au moment où l'on éclaire la substance par de la lumière rouge on observe à l'électromètre une déviation de courte durée, qui se produit quel que soit le signe du potentiel de la substance, et qui indique un courant temporaire s'écoulant toujours dans le sens du champ électrique. Cet effet, que les auteurs appellent *actinodiélectrique*, est analogue à la production des résidus dans les diélectriques. Dans le cas de la lumière blanche il se superpose à l'effet photo-électrique ordinaire.

Il semble connexe à l'extinction de la phosphorescence par la lumière rouge.

Théorie de la phosphorescence. — La polarisation des centres permet d'accumuler à l'intérieur de la substance l'énergie potentielle nécessaire à la phosphorescence. L'émission de lumière est due simplement à la recombinaison lente des électrons et des centres. Cette recombinaison ne se fait pas à très basse température, car la substance est parfaitemant isolante (untere Temperaturzustand de Lenard et Klatt): elle se fait lentement aux températures moyennes, où la conductibilité commence à être sensible (mittlere Temperaturzustand), et très rapidement à la température où la substance prend une conductibilité notable (obere Temperaturzustand). Il faut remarquer qu'un seul « phosphore » présente plusieurs bandes pour lesquelles ces températures sont différentes.

La recombinaison sous l'influence de la lumière rouge ainsi que l'effet actinodiélectrique s'expliqueraient par une élévation locale de la température des centres au voisinage desquels la substance devient conductrice.

E. Bauer.

Etude expérimentale de l'électrolyse, sous l'action de la lumière, de liquides fluorescents. **Percy Hodge** (*Phys. Rev.*, 28 (1909) 25-44). — L'effet de la lumière sur la conductibilité électrique des électrolytes fluorescents a été étudié par plusieurs expérimentateurs, avec des résultats assez contradictoires[1]. Les uns ont obtenu une faible augmentation de la conductibilité; les autres des résultats purement négatifs. Quelquefois des précautions insuffisantes ont été prises pour éliminer l'effet calorifique de la lumière de l'arc sur l'électrolyte.

Les expériences détaillées décrites par l'auteur se rapportent à des solutions alcooliques d'éosine. On mesure la résistance au moyen d'un pont de Wheatstone et on éclaire l'électrolyte par la lumière jaune vert qui excite le mieux la fluorescence, lumière isolée dans le spectre d'un arc. La région d'électrolyte étudiée est le volume très mince (0,1 mm. d'épaisseur) compris entre deux plaques de verre et les deux électrodes constituées par des feuilles de platine serrées entre ces plaques.

En appliquant à la cellule électrolytique une différence de potentiel de 2 volts, on constate une *augmentation* considérable de la conductibilité (10 à 15 pour 100); cette augmentation se produit brusquement à l'instant où la lumière tombe sur le liquide et elle cesse de même quand on supprime la lumière. Elle n'est donc pas due à un effet calorifique; les rayons de l'arc traversaient du reste au préalable une cuve d'eau pour supprimer l'infra-rouge.

Mais quand on emploie une différence de potentiel de 4 volts, c'est une *diminution* de la conductibilité que l'on obtient.

L'auteur a fait un grand nombre d'expériences variées avec différentes formes de cellules pour trouver l'explication de ce phénomène inattendu. Il a constaté que la variation de conductibilité ne se produisait que *dans une couche très mince de liquide au voisinage des électrodes*.

Le phénomène ne se produit d'ailleurs que pour la région du spectre qui provoque la fluorescence.

Ayant ainsi localisé le phénomène, l'auteur a étudié sa variation avec la différence de potentiel (comprise entre

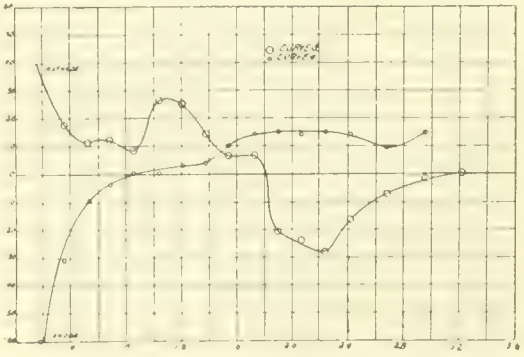


Fig. 1.

0 v., 2 et 4 v.), en éclairant exclusivement soit l'anode soit la cathode. La figure 1 donne un exemple des courbes qu'il a obtenues; on voit que pour une certaine différence de potentiel il y a, pour chaque électrode, renversement du phénomène; mais le renversement se produit pour l'anode sous un voltage plus faible que pour la cathode. L'allure de ces courbes permet de prévoir le renversement de l'effet global. Les points où elles coupent l'axe des x sont du reste variables quand on passe d'une cellule à une autre, tou

1 Cunningham, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 2 192. — Regener, *Phys. Zeit.* 4 1905. — Nichols et Merritt, *Phys. Rev.*, 19 1904. — Campbell, *J. de P.*, 4 1905.

jours un peu différente. Elles ne peuvent donc donner qu'une indication qualitative sur le phénomène.

Quelques expériences ont été faites sur la force électromotrice propre de ces cellules, en s'arrangeant toujours de manière que la fluorescence se produise à la surface même de l'électrode. Elle augmente régulièrement depuis l'extrémité violette du spectre jusqu'à un maximum situé sur le bord de la bande d'absorption du côté du violet. Mêmes résultats avec la rhodamine (maximum 0 v.,2), la fluoresceïne, le rouge de naphtaline. Louis Dunoyer.

L'occlusion du gaz résiduel et la fluorescence des parois de verre des tubes de Crookes. — Alan A. Campbell Swinton (*Proc. Roy. Soc.*, **81** (1908) 455-459). — Dans un travail antérieur[1], l'auteur avait conclu que le gaz des tubes de Crookes est entraîné mécaniquement à l'intérieur des parois par le bombardement cathodique, le gaz est libéré sous forme de bulles quand on chauffe le verre au chalumeau. M. Robert Pohl[2] attribue la formation de ces bulles à la présence de la couche d'aluminium provenant de la désagrégation des électrodes. D'autre part, Soddy et Mackenzie[3], opérant avec des gaz monoatomiques, ont trouvé que les bulles ne sont pas formées par le gaz résiduel du tube, mais proviennent d'une décomposition chimique.

L'auteur reprend ses expériences avec un tube sans électrodes intérieures. Il évite ainsi la formation d'une couche métallique. Le chauffage au chalumeau fait cependant apparaître les bulles, mais ces bulles sont à une moins grande distance de la surface du verre que dans les tubes à électrodes intérieures. L'auteur attribue ce fait à ce que les rayons cathodiques sont moins rapides dans les tubes à électrodes extérieures. La profondeur des bulles dans le verre correspond sensiblement à la distance à laquelle peuvent pénétrer les rayons cathodiques; la profondeur atteinte est de l'ordre de 0,015 mm avec des électrodes intérieures et les rayons cathodiques peuvent traverser une épaisseur de 0,014 mm d'aluminium ; ces deux épaisseurs sont dans le rapport des densités. Avec des électrodes extérieures, les bulles sont à une profondeur de 0,0025 mm.

En traitant le verre par l'acide nitrique avant de le chauffer, on ne supprimait pas la formation des bulles dans les parois du tube à électrodes extérieures, sauf dans un cas où il s'était formé sur le verre un dépôt brun provenant de la décomposition de la graisse d'un robinet.

D'autres expériences ont été faites pour examiner si la fatigue du verre, au point de vue de la fluorescence, est liée à cette pénétration de gaz. Une lame de verre, protégée en partie par un écran de fer et soumise pendant environ sept heures au bombardement cathodique, présente une fatigue très nette quand on enlève l'écran à l'aide d'un aimant. Pour rendre au verre sa fluorescence primitive, il faut user la surface du verre un peu plus profondément que pour empêcher la formation de bulles. L'auteur use la lame de verre en forme de prisme d'angle très aigu et, en l'exposant de nouveau aux rayons cathodiques, on trouve que la partie qui n'a pas été usée conserve une fatigue très nette, et que la partie qui a été suffisamment amincie ne présente aucune fatigue. Ces deux plages sont séparées par une ligne de démarcation bien définie. L'épaisseur, à cet endroit, a été diminuée de 0,017 mm. L'auteur pense que les bulles qui se forment trop près de la surface du verre peuvent s'échapper, ce qui expliquerait l'écart entre la profondeur à laquelle la fatigue se fait sentir et la profondeur de 0,015 mm à laquelle pénètre le gaz.

M. Moulin.

1. *Proc. Roy. Soc.* **79** (1906) 154-157.
2. *Ber. d. Deutsch. Phys. Gesells.* (1907) 506-514.
3. *Proc. Roy. Soc.* **80** (1907) 92-109.

Ionisation

Les charges des ions dans les gaz et l'effet de la vapeur d'eau sur le mouvement des ions négatifs. — John. S. Townsend (*Proc. Roy. Soc.*, **81** (1908) 464-471). — 1. La méthode imaginée par M. Townsend[1] pour mesurer directement la charge des ions dans les gaz avait donné, pour le rapport de la charge de l'ion positif à la charge de l'ion négatif, la valeur $\frac{2,4}{1,25}$. Les ions positifs porteraient donc une charge double de la charge atomique. Dans ces premières expériences, les ions étaient produits par les rayons secondaires des rayons Rontgen émis par une surface de laiton et l'on n'avait prêté aucune attention à l'état de cette surface ; en démontant l'appareil, on remarqua que cette surface était terne.

De nouvelles expériences faites avec une surface soigneusement nettoyée ont donné la même charge pour les ions négatifs et pour les ions positifs : $Ne = 1,26\ 10^{10}$ U. E. S. pour les ions positifs et $Ne = 1,24\ 10^{10}$ U. E. S. pour les ions négatifs, N étant le nombre de molécules par centimètre cube d'un gaz à 760 millimètres et à 15 degrés. Pour les ions en électrolyse, $Ne = 1,225\ 10^{10}$ U. E. S.

On retrouve une charge double de la charge atomique pour les ions positifs en frottant la surface de laiton avec de la vaseline ($Ne = 2,05\ 10^{10}$ et $1,22\ 10^{10}$). La vaseline absorbe les rayons secondaires peu pénétrants et une couche très mince réduit l'ionisation au dixième environ de l'ionisation que l'on obtient avec une surface polie. Il semble que les ions positifs portant une charge double de la charge atomique soient produits par les rayons les plus pénétrants.

2. La vapeur d'eau agit différemment sur les ions de

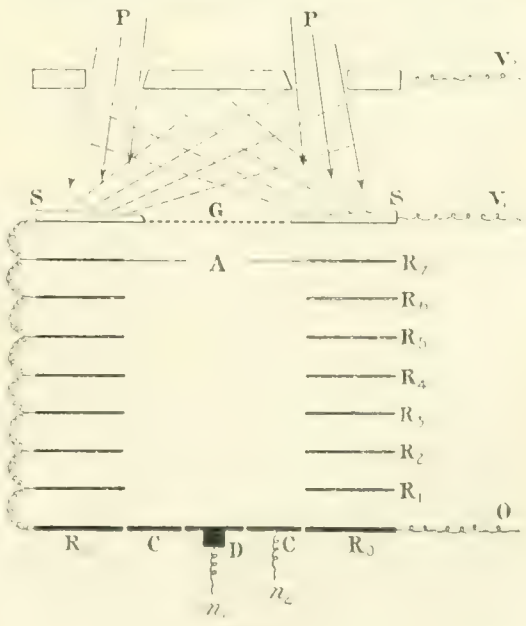


Fig. 1.

deux signes. Une petite quantité de vapeur d'eau modifie le mouvement des ions négatifs dans le champ électrique et

1. *Proc. Roy. Soc.* (1908) 207-80. *Le Radium*, 5 (1908) 157.

n'a pas la même influence sur les ions positifs. Pour examiner cette influence de la vapeur d'eau, il faut revenir sur la théorie des expériences.

La figure 1 représente l'appareil employé. Les rayons secondaires émis par l'anneau de laiton S ionisent le gaz au-dessus de la toile métallique G et un certain nombre d'ions d'un signe déterminé passent à travers cette toile métallique sous l'influence du champ électrique que l'on établit au-dessus. Au-dessous de la toile métallique, les ions se déplacent dans un champ rendu uniforme par les anneaux R_1, R_2... R_7. Le diaphragme A limite un courant d'ions qui se meuvent en s'écartant les uns des autres par diffusion. Ces ions viennent se déchargeur sur le disque D de même diamètre que A et sur l'anneau C. Le rapport R du nombre d'ions qui arrivent sur D au nombre d'ions total reçus par D et par C permet de calculer Ne.

La théorie de cette méthode, que l'on trouvera dans l'analyse du mémoire antérieur de l'auteur, suppose que l'énergie communiquée à un ion le long de son libre parcours est petite par rapport à l'énergie cinétique de translation des molécules et des ions. Cette théorie permet de calculer le rapport R en fonction de Ne/Z, Z étant le champ électrique. En supposant que $Ne = 1,225 \times 10^{10}$, on obtient

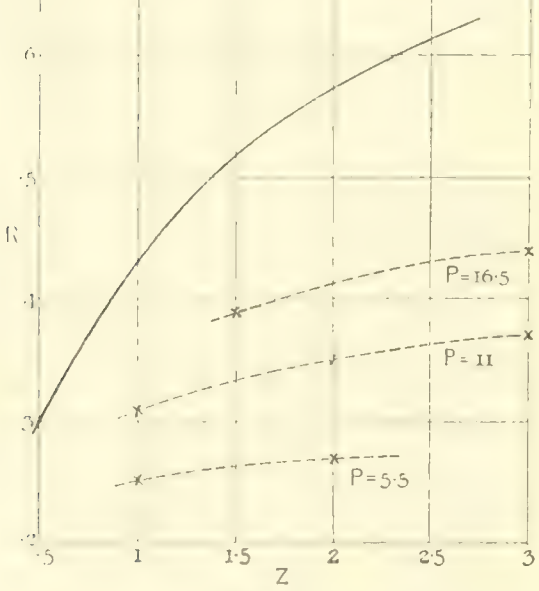


Fig. 2

ainsi la courbe pleine de la figure 2 (pour un diaphragme A de 1,5 centimètre placé à 7 centimètres de D), qui donne le rapport R en fonction du champ Z exprimé en volts par centimètre. R doit être indépendant de la pression du gaz et doit varier comme l'indique la courbe quand on donne Ne une valeur convenable. Ces deux conditions ne sont remplies que lorsque le gaz n'est pas très sec.

Quand le gaz est très sec, le rapport R devient beaucoup plus petit *pour les ions négatifs*. Les trois courbes pointillées représentent les valeurs obtenues pour des pressions de 16,5, 11 et 5,5 millimètres. Il est remarquable que le courant d'ions s'épanouit beaucoup plus que ne l'indique la théorie et que pour les faibles pressions le rapport R varie peu avec le champ. En introduisant un peu de vapeur d'eau dans l'appareil, le rapport R reprend immédiatement sa valeur théorique.

Comme le nombre d'ions varie très peu lorsqu'on introduit cette quantité de vapeur d'eau dans l'appareil, il est difficile d'admettre que le processus de l'ionisation des molécules se trouve modifié. Il est facile de voir qu'un accroissement de la pression partielle des ions dû à l'action du champ Z peut produire ce résultat. La pression partielle des ions est plus grande que la pression $p = \frac{H}{N} n$, calculée sans tenir compte de l'augmentation d'énergie cinétique produite par le champ (N nombre de molécules par centimètre cube d'un gaz à la pression H, n nombre d'ions par centimètre cube du gaz) et l'on aura $p = k \frac{H}{N} n$, k étant plus grand que 1. Le rapport R est alors fonction de $Ne \frac{Z}{k}$. La valeur de R obtenue est la même que celle qui correspondait à une valeur du champ $Z = \frac{Z}{k}$ plus petite, quand le gaz est légèrement humide et que $k = 1$. Les courbes permettent de calculer k. Cet effet se fait sentir plus facilement sur les ions négatifs qui sont plus petits que les ions positifs.

k doit dépendre uniquement de l'accroissement d'énergie cinétique des ions le long de leur libre parcours, c'est-à-dire de Z/l, l étant leur chemin moyen, ou encore de $\frac{Z}{P}$, P étant la pression du gaz. Les valeurs de k tirées des expériences précédentes satisfont bien à cette condition.

Il doit y avoir dans tous les cas une limite pour laquelle cet effet se fait sentir.

Quand le gaz est humide, les ions négatifs se comportent comme des particules de plus grandes dimensions que lorsque le gaz est très sec. Même avec une faible pression, la vapeur d'eau peut donc se condenser autour des ions négatifs. On sait que la vapeur d'eau modifie leur coefficient de diffusion et leur mobilité.

Les expériences sur la production des ions par les chocs avaient montré que la vapeur d'eau n'a pas d'influence sur les ions négatifs quand ils se déplacent sous l'action de champs intenses à faible pression. Dans ce cas, la vapeur d'eau ne peut se condenser sur ces ions. M. Moulin.

La charge des ions produits par le radium. **C. E. Haselfoot** (*Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 18-22). — L'auteur emploie la méthode de Townsend (Voy. *Le Radium*, **5** (1908), 157 et l'analyse précédente). Quand l'air est très sec, on observe, pour les ions négatifs, le même écart à la loi de diffusion simple qu'avec les rayons Rontgen.

Des mesures ont été faites à 4,5, 9 et 14,5 millimètres de pression avec des champs de 1, 2 et 4 volts par centimètre. Avec le champ de 1 volt par centimètre, la répulsion mutuelle des ions intervient; avec le champ de 4 volts par centimètre, les erreurs expérimentales sont plus grandes qu'avec le champ de 2 volts par centimètre. Les meilleures conditions sont réalisées pour une pression de 4 à 6 millimètres et un champ de 2 volts par centimètre. On trouve ainsi $Ne = 1,26 \times 10^{10}$ U.E.S. pour les ions positifs et $Ne = 1,24 \times 10^{10}$ pour les négatifs. Dans les cas de l'ionisation par les rayons du radium, les ions des deux signes possèdent donc la même charge.

Le sel de radium était recouvert d'une feuille d'aluminium mince, et il est probable que l'ionisation était due en grande partie aux rayons α. L'auteur signale qu'il a été gêné par l'action de l'émanation qui diffusait dans l'appareil. M. Moulin.

Sur la masse de l'ion négatif d'une flamme. — **Georges Moreau** (*C. R. Acad. des Sc.*, **148** (1909) 542

544). — L'auteur a déterminé la masse de l'ion négatif d'une flamme par le procédé suivant.

Deux flammes F_1 et F_2 brûlent verticalement au contact et de part et d'autre d'une toile de platine à mailles fines A. Dans la flamme F_2 est disposée une perle de sel de sodium qui, en se vaporisant, fournit des ions positifs et négatifs. Ces derniers, beaucoup plus rapides que les positifs, diffusent à travers la toile A dans la flamme F_1 où ils sont entraînés par un champ électrique établi dans cette flamme entre une lame de platine et la toile A. De l'observation du courant I, dû aux ions négatifs recueillis par l'électrode, on déduit la mobilité k et la vitesse d'agitation u de ces ions.

Soient :

N la densité des ions négatifs dans la flamme F_2 au voisinage de A ;

V la différence de potentiel entre l'électrode et la toile A supposées distantes de d ;

v la vitesse verticale des filets gazeux de la flamme F_1,

S et H la surface et la hauteur de l'électrode ;

e la charge d'un ion.

On pose

$$\omega = \frac{vd^2}{Hk}, \quad A = \frac{4}{Nevu}, \quad B = \frac{d}{Nevk}, \quad \eta = \frac{V}{I}.$$

La théorie cinétique des gaz donne pour le courant I

$$I = S\left(1 - \frac{\omega}{V}\right)\frac{V}{AV + B},$$

d'où

$$(1) \qquad S\eta = \frac{V(AV + B)}{V - \omega}.$$

On déduit :

I. ω étant toujours petit vis-à-vis de $\frac{B}{A}$, η passe par un minimum pour un potentiel V_0 :

$$(2) \qquad V_0 = \sqrt{\frac{d^2 vu}{4HK^2}}.$$

II. Pour les grandes valeurs de V, la formule (1) se réduit à

$$S\eta = AV + B,$$

avec

$$(3) \qquad \frac{B}{A} = \frac{du}{4k}.$$

L'observation de V_0 et de η donne, d'après 2 et 3, les valeurs de k et de u en fonction de la vitesse v de la flamme F_1 qui peut être mesurée.

L'expérience consiste à observer le courant I pour des potentiels V croissant de 0 à 200 volts par centimètre. Le calcul de la formule (1), les expériences et la mesure de v seront détaillés dans un autre mémoire.

Voici les résultats pour une flamme à 2000 degrés absolus environ :

$$k = 1170 \frac{\text{cm}}{\text{volt : sec.}}, \quad u = 2,5.10^{5} \text{ cm : sec.}$$

Ces nombres peuvent être considérés comme exacts à 1/10. La mobilité k concorde suffisamment avec celle que l'auteur a trouvée antérieurement : 1550 centimètres[1].

La connaissance de la vitesse d'agitation u donne la *masse m* de l'ion négatif, par la relation fondamentale de la théorie cinétique

$$mu^2 = 2\alpha T,$$

où α est la constante d'énergie moléculaire dont la valeur est connue, voisine de $1,7.10^{-16}$ d'après Jean Perrin[1].

Avec la température absolue T = 2000 et la valeur précédente de u, on déduit

$$m = 1,1.10^{-27} \text{ gramme.}$$

La masse d'un *corpuscule* étant, d'après Perrin, $0,75.10^{-27}$ et celle d'un atome d'hydrogène $1,4.10^{-24}$, l'ion négatif d'une flamme à 2000 degrés est plus lourd qu'un corpuscule et plus léger qu'un atome d'hydrogène.

On peut être surpris qu'un ion ait une masse inférieure à celle de l'atome le plus léger, puisqu'on considère habituellement l'ion comme un assemblage de plusieurs atomes ou molécules. Il n'est pas certain cependant qu'un tel groupement soit fixe ; il est possible qu'il échange des molécules avec le milieu environnant. On peut concevoir que l'ion négatif, à la suite de ses chocs avec les molécules de la flamme, s'attache une ou plusieurs de ces molécules, qu'il conserve pour quelques libres parcours, puis, les abandonnant, effectue d'autres parcours en nombre plus élevé à l'état de corpuscule ; on observerait ainsi une mobilité et une masse moyennes.

Cette interprétation explique un fait que l'auteur a constaté antérieurement, à savoir que la mobilité de l'ion négatif d'une flamme salée diminue quand la concentration en sel croît. Elle semble aussi pouvoir s'appliquer aux ions de gaz à la température ordinaire, car il résulte des expériences de M. Blanc[2] que l'ion produit dans un gaz ne conserve pas son édifice de molécules quand il passe dans un autre gaz, mais se détruit pour se reformer avec les molécules de l'autre gaz.

Ionisation des gaz aux pressions élevées. — **Henry Erikson** (*Phys. Rev.*, **27** (1908) 475-491). — On a vu dans ce journal[3] le travail de M. Rothé sur l'ionisation de l'air par les rayons de Rontgen aux pressions comprises entre 10 centimètres de mercure et 5 atmosphères. M. Erikson, dont le travail a paru un mois après[4], confirme ses résultats sans paraître en avoir eu connaissance et les étend dans une très large mesure, car ils portent sur un intervalle de 1 à 400 atmosphères pour la pression, de 1 à 2500 volts pour le champ et de 20 à 80° pour la température. De plus, ils comprennent plusieurs séries de mesures sur le gaz carbonique. L'ionisation étant produite par les rayons γ du radium.

Les points particulièrement examinés sont pour l'air :

1° Le courant d'ionisation à différentes pressions et pour des champs variables ;

2° Le temps nécessaire pour que les rayons produisent un régime permanent ;

3° Le retard à la recombinaison ;

4° Le temps nécessaire pour récolter tous les ions présents dans le gaz ;

5° Le courant d'ionisation à différentes températures.

Pour l'acide carbonique on n'a examiné que 1, 3 et 5 ; une conductibilité naturelle du gaz a été observée et étudiée sous des pressions et à des températures variables. Il est vrai que l'acide carbonique employé était le produit ordinaire du commerce et ne paraît pas avoir été très soigneusement analysé.

L'appareil est formé d'un cylindre de fer A (fig. 1) de 84 centimètres de long et 20 centimètres cubes de diamètre

1. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. **30** (1905).

1. *C. R.*, 5 octobre 1908.
2. *C. R.*, 6 juillet 1908.
3. *Le Radium*, 5 (1908) 525.
4. Voir aussi *Le Radium*, 5 (1908).

mètre extérieur ; la cavité S a 5 c,1 de diamètre. L'électrode isolée est formée d'un cylindre de toile de laiton [illegible] d'un fil coaxial ; l'autre électrode se compose de la paroi du cylindre A, revêtue de laiton, et d'une toile métal-

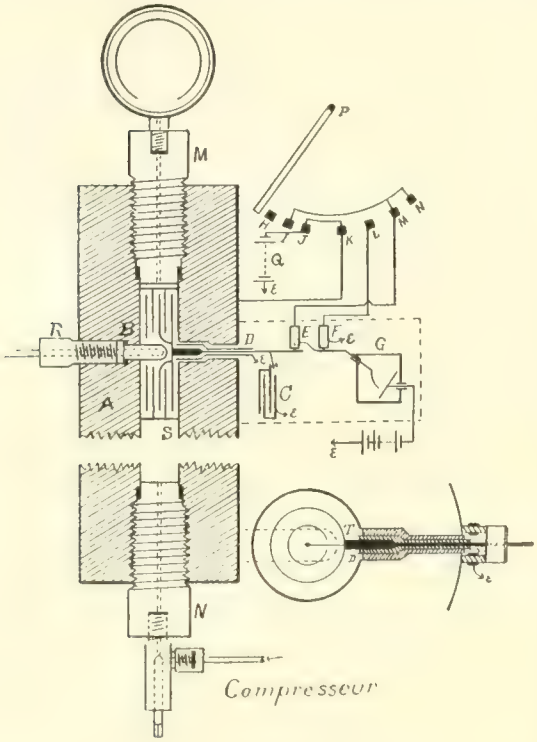


Fig. 1.

lique intercalée entre les deux parties de l'électrode isolée. L'isolement est obtenu par un bouchon d'ébonite D, avec anneau de garde ; l'étanchéité des joints est assurée par l'écrasement de disques de plomb. Le radium (0 gr,6 de sel contenant environ 1 pour 100 de bromure de radium) est renfermé dans un tube métallique contenu dans le dé de plomb B (épaisseur 2 mm,2) ; le bouchon d'acier R qui tient le dé est muni d'un tube métallique de 1 mètre de longueur. Un ressort permet de faire passer subitement le radium d'une extrémité du tube à l'autre.

G est un électroscope modèle Wilson ; E et F des clefs de M. Lennan, P un pendule qui effectue une série d'opérations : H, le rayonnement est supprimé par détente du ressort, J, la clef E est ouverte, J relie le cylindre à la batterie Q, K supprime cette connexion et relie le cylindre à la terre, L isole la feuille d'or et M referme la clef E et relie l'électrode isolée à la feuille d'or, N referme la clef E. On mesurait le courant par le temps mis par la feuille d'or pour parcourir l'intervalle compris entre deux divisions données de l'électroscope.

Air. — La figure 2 donne les courbes d'ionisation à différentes pressions. La saturation est d'autant plus difficile à obtenir que la pression est plus forte. Aux fortes pressions le courant de saturation n'est pas proportionnel à la pression mais passe par un maximum puisque la courbe correspondant à 400 at. est au-dessous de celle qui correspond à 140. Jusqu'à 5 at., M. Rothé avait trouvé la proportionnalité.

La figure 5 représente les courbes de courant à champ constant. Le maximum de courant pour une pression donnée, déjà obtenu par M. Rothé, se montre très nettement, même pour les champs les plus intenses. Au delà du maximum, les courbes de courant sont rectilignes. L'auteur attribue l'existence de cette décroissance à la recombinaison initiale, hypothèse déjà suggérée par Rutherford.

D'autres courbes montrent que, sous la différence de poten-

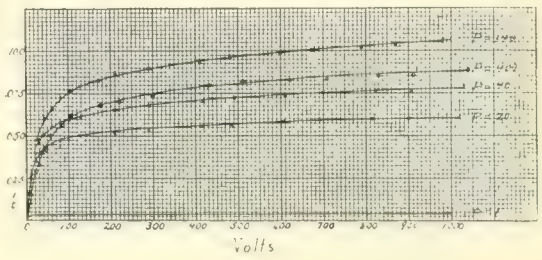


Fig. 2.

tiel de 1000 volts entre les électrodes, le temps pendant lequel il est nécessaire que le rayonnement agisse pour produire le nombre maximum d'ions est d'autant plus grand que la pression est plus grande.

Quand la densité du gaz augmente, la rapidité avec laquelle les ions libres se recombinent diminue d'une manière marquée. Des courbes montrent nettement ce phénomène particulier : elles sont construites de la manière suivante : on fait agir le rayonnement pendant le temps suffisant pour qu'il produise le nombre d'ions maximum, puis on le supprime ; un certain temps après, on fait agir un champ intense (1000 volts entre les électrodes) et on mesure le courant. Tandis qu'au bout de 60″ la courbe correspondant à 200 at. est devenue sensiblement parallèle à l'axe des temps, l'inclinaison de celle qui correspond à 400 at. est encore notable au bout de 120 minutes.

On a étudié l'influence de la température ; quand elle croît l'ionisation diminue pour les champs faibles et augmente dans les champs intenses. L'expérience montre aussi qu'après la suppression du rayonnement les ions libres paraissent se recombiner d'autant plus vite que la tempé-

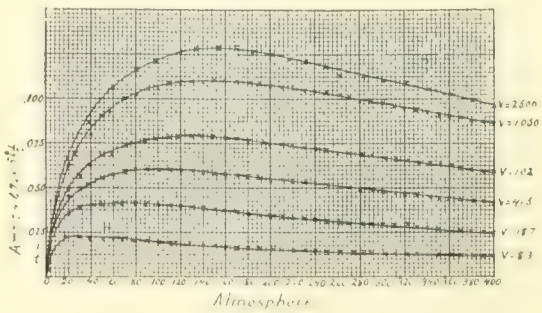


Fig. 5.

rature est plus élevée. Mais cette interprétation est assez incertaine à cause du rôle joué par la diffusion, rôle que l'auteur signale à cette occasion mais dont il ne paraît pas être préoccupé dans le reste de son travail.

Acide carbonique. — Le temps mis par les ions, après la suppression du rayonnement, pour se recombiner est beaucoup plus grand que dans l'air sous la même pression. La courbe correspondant à celles de l'air est plus inclinée.

L'auteur a pu montrer que les courbes du courant en fonction de la pression dans des champs constants ont le même caractère que pour l'air. Elles se rapportent à la température de 21° ; certaines parties de ces courbes se rapportent donc à de l'acide carbonique *liquide* ;

la manière dont elles continuent les courbes relatives à l'état gazeux montre que l'ionisation est, au moins dans une large mesure, indépendante des forces intra-moléculaires qui jouent dans le gaz un rôle important quand il approche de l'état liquide.

Ces courbes ont été obtenues en retranchant des courants observés sous l'action des rayons γ, le courant dû à la conductibilité naturelle observée pour le gaz comprimé. Cette conductibilité présente un *accroissement brusque* au moment de la liquéfaction, comme le montre une courbe correspondant à la différence de potentiel de 1000 volts. Si à partir d'un point (62 at. 5, 22°,6) on chauffe en maintenant le volume constant (à la dilatation près du réservoir), le courant décroît. En opérant de même sous l'action du rayonnement, on obtient une courbe qui prolonge la courbe correspondant au même voltage et à l'état gazeux. Ceci semble montrer, d'après l'auteur, que l'ionisation due au rayonnement est indépendante de l'état de dissociation qui produit la conductibilité naturelle. — On pourrait, il est vrai, se demander, au sujet de cette conductibilité naturelle, s'il n'y aurait pas lieu de répéter l'expérience avec du gaz pur.

Louis Dunoyer.

Ionisation des gaz et pression. — T.-H. Laby et G.-W.-C. Kaye (*Phil. Mag.*, **16** (1908) 879-889). — Les auteurs ont déterminé les courbes d'ionisation en fonction de la pression de 1 à 17 atmosphères, pour l'hydrogène, l'air et l'acide carbonique; l'ionisation est produite par les rayons γ dans un condensateur plan à anneau de garde.

L'ionisation est à peu près proportionnelle à la pression pour l'hydrogène; elle croît moins vite dans l'air et encore moins vite dans CO^2. Les rayons secondaires et tertiaires des parois interviennent.

M. Moulin.

L'influence de la pression sur l'ionisation spontanée en vase clos, et sur l'ionisation produite par les rayons γ. — W. Wilson (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 216-225). — Un électroscope est placé dans une enceinte qui peut supporter de fortes pressions et l'on mesure soit sa fuite permanente, soit sa fuite lorsqu'on fait agir des rayons γ. La pression varie de 1 à 45 atmosphères.

Avec les rayons γ, la courbe de l'ionisation en fonction de la pression présente une courbure continue vers l'axe des pressions; les rayons secondaires sont absorbés par l'air. Dans le cas de l'ionisation spontanée on trouve au contraire une droite pour les fortes pressions avec un coude pour les pressions inférieures à 5 atmosphères. La partie rectiligne de la courbe ne peut correspondre à des rayons pénétrants qui donneraient une courbe analogue à celle donnée par les rayons γ. Elle doit provenir d'une émanation contenue dans le gaz. A la pression atmosphérique, il se produit environ 15 ions par cm^3 et par seconde; sur ces 15 ions, 0,80 seulement correspondent à l'émanation. En supposant que cette émanation soit de l'émanation du radium, cette production d'ions correspondrait à la présence de 5,7 atomes d'émanation par cm^3.

En établissant dans l'appareil une forte pression (21 atmosphères) et en réduisant progressivement cette pression, l'ionisation diminue jusqu'à ce que l'on ait atteint 4 atmosphères, puis elle augmente. Cette augmentation est due à une émanation provenant des parois du récipient, car en renouvelant le gaz à plusieurs reprises, l'ionisation diminue et le point obtenu se place sur la courbe. Dans les mesures, l'appareil était rempli et vidé plusieurs fois avant les mesures. L'air était puisé à l'extérieur du laboratoire.

M. Moulin.

Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz par un champ alternatif. — M. Henry A. Perkins (*C. R. Académie des Sciences*, **148**-598). — Le dispositif se compose d'un tube cylindrique de 4 centimètres de diamètre et de 20 centimètres de long, la longueur étant mesurée entre les électrodes filiformes placées aux extrémités et orientées suivant l'axe. Un enroulement en anneau R forme le circuit générateur du champ alternatif dont les lignes de force sont ainsi parallèles au courant de décharge du tube, et peut glisser sur tout le parcours compris entre l'anode et la cathode. Un galvanomètre d'une sensibilité de l'ordre de 10^{-9} ampères est placé dans le circuit des électrodes A_2 et B_2 (fig. 1).

Si l'on excite l'anneau au moyen du transformateur T,

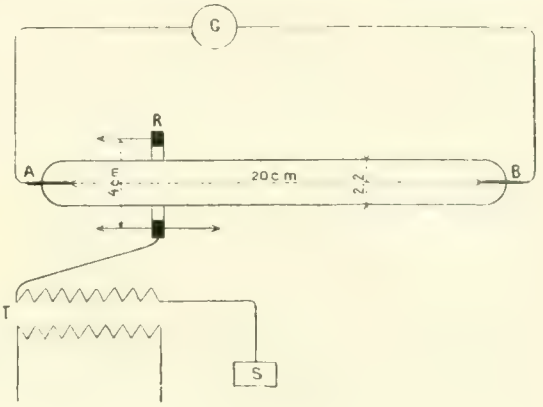


Fig. 1.

donnant environ 2000v, et si l'on abaisse lentement la pression dans le tube, on constate, quand l'anneau est près du centre, un courant à partir de 5 millimètres de mercure. La région où l'anneau exerce cet effet, d'abord très étroite, s'étend à mesure que la pression dans le tube

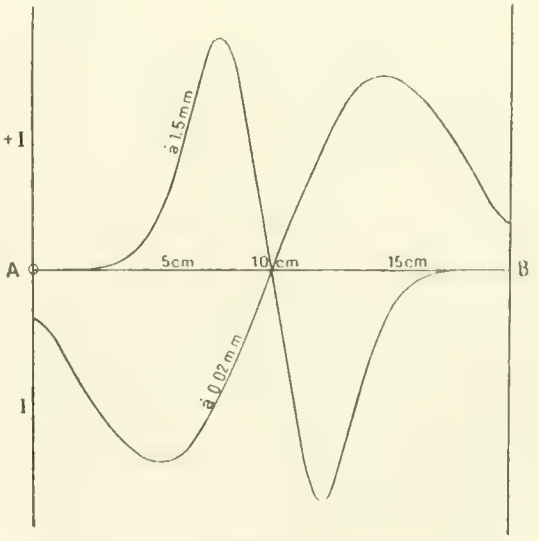


Fig. 2.

s'abaisse. Le régime du courant indiqué en G est d'abord assez variable puis devient régulier pour des pressions limitées entre 1 millimètre et 0mm,05, mais au moment où les stries apparaissent on observe de nouvelles complications se manifestant principalement par plusieurs renversements du signe du courant.

Après avoir passé la période des stries le phénomène se simplifie de nouveau aux pressions de $0^{mm},02$ à $0^{mm},01$: à ce moment la colonne positive a disparu pour faire place à l'émission cathodique, et le courant passe d'un bout à l'autre du tube pour chaque position de l'anneau, l'électrode la plus rapprochée de l'anneau étant anode.

Si dans ces conditions on mesure l'intensité du courant pour chaque position de l'anneau inducteur, on constate une augmentation quand ce dernier part du voisinage de l'électrode ; un maximum a lieu au tiers de la longueur du tube, puis le courant tombe à zéro quand on arrive au milieu, pour repasser par les mêmes valeurs, mais en sens contraire, pour les positions correspondantes de la seconde moitié. La courbe indiquée par la figure 2 montre très nettement la forme du phénomène pour les pressions de $1^{mm},57$ et $0^{mm},02$.

Pour des pressions inférieures à $0^{mm},01$ et au-dessous, le phénomène devient à peu près indépendant de la position de l'anneau ; ce que l'auteur explique par le fait qu'aux basses pressions le libre parcours des électrons est assez étendu pour leur permettre de produire des ions par choc dans toute la longueur du tube.

L'auteur termine par quelques considérations hypothétiques basées sur les propriétés de diffusion différente des ions des deux signes, et, au moyen des valeurs données par M. Salles établit une formule représentative du phénomène. L. Matout.

Sur l'énergie de l'émission des électrons par les corps chauds. — A. Wehnelt et F. Jentzsch. — (*Ann. der Phys.* **28** (1909) 557). — Dans un travail antérieur[1], les auteurs ont montré qu'on peut mettre en évidence la perte d'énergie que subit un corps chaud (fil de platine recouvert de CaO) lorsqu'il émet des électrons. Ils ont mesuré l'accroissement du courant de chauffe nécessaire pour maintenir sa température constante au moment où on le met en communication avec le pôle négatif d'une pile.

Le présent travail est consacré à des mesures quantitatives faites avec le plus grand soin dans le but de vérifier la théorie de Richardson. Aux températures comprises entre 900° et 1100°, l'augmentation mesurée du courant de chauffe est plus grande que l'augmentation calculée. Elle est 5,4 fois plus grande à 951°, par exemple, si l'on admet que la différence de potentiel entre le platine pur et le vide est $\varphi = 6,68$ volts (d'après H. A. Wilson). Si on admet que c'est la différence de potentiel entre la chaux et le vide qui intervient, $\varphi = 5,48$ volts, elle est 10 fois plus grande. La théorie de Richardson est donc insuffisante. E. Bauer.

Note sur l'effet de l'hydrogène sur la décharge de l'électricité négative par le platine chaud. H. A. Wilson (*Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 71-72). — Dans un mémoire récent sur l'effet de l'hydrogène sur l'émission d'électricité négative par le platine chaud[2] ; l'auteur avait calculé l'épaisseur de la couche double superficielle et le nombre d'électrons libres à l'intérieur du platine. Il avait négligé un terme de l'équation comme étant petit devant un autre et, en réalité ces deux termes sont du même ordre de grandeur. Dans cette note, l'auteur rectifie son calcul. L'épaisseur de la couche double, ainsi calculée, est alors de l'ordre de 10^{-7} centimètres. Le nombre d'électrons libres est de 2×10^{22} en prenant pour la charge d'un électron la valeur $3 \cdot 10^{-10}$. Patterson, d'après la variation de résistance du platine dans le champ magnétique donne $2,8 \cdot 10^{22}$. M. Moulin.

Recherches sur l'effet photo-électrique des métaux alcalins. — Ernst Müller (*Verh. d. D. Phys. Ges.*, **11** (1909) 72-86). — Travail fait sous la direction de Lenard. J. J. Thomson a observé que les métaux alcalins, en particulier le rubidium, et l'alliage liquide de sodium et potasse, émettent à l'obscurité complète un rayonnement déviable par un champ magnétique et constitué par des électrons[1]. Il en a conclu que les métaux alcalins sont radioactifs.

Lenard a donné une autre explication possible de ce phénomène, il serait dû à l'effet photo-électrique des rayons infra-rouges.

Les expériences de l'auteur montrent que le rayonnement infra-rouge d'une lame de platine chauffée au-dessous de 400 degrés augmente l'émission d'électrons. Pour rendre la méthode plus sensible il amplifie les courants à mesurer, en utilisant l'ionisation par les chocs. E. Bauer.

Gradient du potentiel dans la décharge lumineuse d'une pointe vers un plan. — J. W. Bispham (*Proc. Roy. Soc.*, **81** (1908) 477-495). — L'auteur mesure, à l'aide d'une sonde, le potentiel en différents points de l'aigrette sous différentes pressions. Dans certaines conditions, la décharge est striée et intermittente ; le potentiel semble s'inverser. L'auteur donne un certain nombre de résultats et de nombres qu'il serait trop long de reproduire ici. M. Moulin.

Recherches sur l'étincelle électrique dans le champ magnétique. — H. E. Schaeffer (*Astrophys. Journ.*, **28** (1908) 121-149). — Ces recherches sont divisées en trois parties :

1° Une étude des modifications de forme produites par le champ magnétique ;

2° Une analyse spectroscopique des différentes parties de la décharge séparées par le champ magnétique ;

3° Une étude de la décharge dans le champ magnétique au miroir tournant.

Trois types de décharge ont été examinés :

1° Dans le circuit secondaire de la bobine d'induction on n'introduit ni capacité ni self-induction ;

2° La capacité introduite est comprise entre 0,0005 et 0,012 microfarads ;

3° Même capacité, self-induction maxima 0,005 henrys.

I. Quand la décharge est dans le champ magnétique, le premier type de décharge présente, si le champ est parallèle à la décharge, deux nappes de vapeur en forme de spirale. Si le champ est perpendiculaire à la décharge, cette vapeur se distribue en deux nappes semi-circulaires, de part et d'autre de la ligne des électrodes et dans le plan perpendiculaire au champ.

Dans le second type de décharge et dans le troisième, de brillants *traits* lumineux en forme de spirales ou de demi-cercles remplacent les *nappes* en spirales ou circulaires. Dans le premier et le second type, le faisceau de traits lumineux qui traversent la coupure en ligne droite ne peut être dévié par un champ de 12 000 unités C.G.S. Dans le troisième, la vapeur métallique et les traits qui traversent la coupure sont déviables dans un champ très intense et d'une manière analogue à celle des traits en spirales et circulaires.

Le caractère de la déviation semble fournir de bonnes

1. *Verh. d. d. Phys. Ges.* **10** (1908) 605. *Le Radium* **5** (1909) 9.

2. H. A. Wilson, *Phil. Trans.* **208** A 75. — Voir *Le Radium* **5** (1908) 120.

1. J. J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **16** (1905) 584.

raisons pour conclure que les particules auxquelles la luminosité est associée possèdent une charge électrique. Les traits circulaires des trois types manifestent une double dissymétrie qui porte à la fois sur la forme au voisinage des électrodes et sur la largeur des deux nappes ou des deux faisceaux de traits. Si on renverse la direction du champ ou celle du courant primaire dans la bobine d'induction, on intervertit la position des nappes et de leurs extrémités. Si on diminue le courant primaire ou si on augmente suffisamment la longueur de la coupure, on fait disparaître une des nappes ou un des faisceaux de traits lumineux.

II. Les nappes circulaires du premier type de décharge donnent le spectre de bandes de l'azote. Le trait central (non dévié) donne le spectre des raies métalliques avec les raies de l'air. Le second type fournit dans toutes les parties de la décharge le spectre des raies de l'air très brillantes et celui des raies métalliques plus faibles. Enfin, dans le troisième type, les traits du centre donnent le même spectre de lignes, formé des raies de l'air, avec tous les métaux employés comme électrodes. Les traits circulaires donnent le spectre d'arc, outre les raies de l'air. Enfin, les parties les plus voisines des électrodes donnent simultanément le spectre d'étincelle, le spectre d'arc et les raies de l'air. L'auteur en conclut que le spectre d'étincelle correspond à des vibrations anormales des atomes, provoquées au moment où ils sont arrachés de l'électrode, tandis que les raies de l'arc correspondent à des vibrations d'un caractère plus fondamental.

III. La vitesse des particules en mouvement dans les traits lumineux circulaires est environ 5.10^4 cm. par sec. Ces particules transportent une charge négative. Leurs trajectoires ont différents rayons de courbure. Les valeurs de $\frac{e}{m}$ correspondantes sont comprises entre $1,2.10^2$ et $0,7.10^2$.

L'auteur rapproche les phénomènes qu'il a observés de ceux auxquels donne lieu la décharge d'une cathode de chaux incandescente dans un gaz raréfié. Mais, dans ce cas, la vitesse des particules est comprise entre $1,6.10^8$ et $1,07.10^9$ cm. par seconde.

Le fait que les nappes lumineuses circulaires, dans le premier type de décharge, donnent seulement les spectres de l'azote, indique que ces particules chargées ne rayonnent pas, du moins dans ces conditions, mais qu'elles provoquent la luminescence de l'air qu'elles traversent. Pourtant, dans les conditions du troisième type de décharge, elles peuvent aussi produire un rayonnement, qui est alors caractéristique du métal, puisque les traits circulaires donnent, comme on vient de le voir, le spectre d'arc.

L. Dunoyer.

Sur les charges acquises par des conducteurs métalliques entourés d'autres conducteurs et la relation entre ces charges et l'effet Volta. — Robertson (*Phys. Rev.*, 27 (1908) 400-424). — On sait que M. M. Leeman[1] a découvert qu'un cylindre métallique isolé (plomb, cuivre, zinc, aluminium), placé à l'intérieur d'un autre cylindre de même matière relié au sol, acquiert peu à peu une charge négative, dont la valeur augmente graduellement jusqu'à un maximum. M. Keon[2] a constaté qu'avec des cylindres de plomb ou d'étain les charges accumulées étaient positives. L'auteur s'est proposé de reprendre la question d'une manière plus complète.

Le point le plus net de son travail est que le signe de la charge reçue dépend beaucoup de l'état superficiel des métaux. Il trouve par exemple qu'un cylindre de plomb placé dans un autre, les deux cylindres étant formés de feuilles de plomb choisies au hasard dans un stock, acquiert une charge positive. Si l'on nettoie les surfaces en regard avec du papier émeri, le signe change. On peut constater des changements analogues avec des cylindres de zinc ou d'étain. Cela semble indiquer que le phénomène est loin de dépendre uniquement de la différence de potentiel au contact ou effet Volta.

La manière dont la charge varie avec le temps est très variable. Elle présente cependant le caractère général suivant : après une croissance rapide, elle atteint un maximum au bout d'une heure environ, puis elle reste sensiblement constante et décroît lentement. Quelquefois le premier maximum est suivi de près par un minimum, puis la charge repasse par un maximum. En somme les variations observées sont irrégulières et ne permettent guère de deviner de quelles variables elles dépendent.

Il est à remarquer que le potentiel maximum atteint par le cylindre isolé dépend très peu de l'intensité du rayonnement pénétrant qui peut traverser les parois. L'auteur, en effet, a placé dans le cylindre intérieur un tube de verre contenant du radium; suivant que ce tube est plus ou moins entouré d'écrans, on obtient les résultats suivants :

Tube de verre	Charge finale	Intensité du rayonnement
Nu	7,00	504
Recouvert de 1 feuille de plomb	7,00	210
— 2	6,80	188
— 3	6,65	167
— 4	6,45	135

Mais l'action du rayonnement pénétrant se fait sentir sur la vitesse avec laquelle le potentiel maximum est atteint. Il est atteint en un temps de l'ordre d'une demi-minute au lieu d'une heure. En ce qui concerne le potentiel limite atteint par le métal, il semble donc que les rayonnements pénétrants qui peuvent exister dans l'atmosphère doivent avoir peu d'influence.

Les dimensions des cylindres paraissent être sans importance.

Pour essayer de voir quelle part il fallait attribuer dans le phénomène à la différence de potentiel au contact, l'auteur a disposé au-dessus d'une plaque de cuivre AB découpée dans une paroi de même métal CC, une autre plaque HK, du métal à comparer au cuivre, cette plaque HK étant reliée au sol. Par analogie sans doute avec le mécanisme de l'électrolyse, il s'est proposé de rendre le gaz conducteur entre les plaques, au moyen d'une source active placée au-dessus de la plaque supérieure. On trouve dans le mémoire diverses courbes qui représentent la loi de variation du potentiel maximum atteint par la plaque AB avec la distance des plaques (maximum pour 10 millimètres de distance environ), avec l'épaisseur de la plaque supérieure et la distance de la source active. Rien de très saillant à tirer de ces résultats si ce n'est que la différence de potentiel limite entre les deux plaques est toujours très inférieure à la différence de potentiel au contact (elle n'est même pas toujours du même signe). L. Dunoyer.

Sur les variations de la conductibilité de l'air enfermé dans des récipients métalliques. — C. S. Wright (*Phil. Mag.*, 17 (1909) 295-519). — Travail fait sous la direction de Mac Leman. L'auteur mesure la

1. *Phil. Mag.*, 1905.
2. *Phys. Rev.*, 1907.

conductibilité de l'air enfermé dans des récipients de plomb, de zinc et d'aluminium au voisinage du lac Ontario et sur le lac lui-même. L'eau du lac ne contient pas d'impureté radioactive et peut servir d'écran contre les rayons pénétrants de la terre (Mac Lennan).

L'auteur a obtenu ainsi sur la surface du lac les conductibilités les plus faibles qui aient été observées : le nombre q d'ions produits par centimètre cube et par seconde est de 8,6 dans un récipient de plomb, 6,0 dans le zinc, 6,55 dans l'aluminium (Mc Lennan avait obtenu pour q 25, 15 et 15 à l'université de Toronto). La conductibilité résiduelle ainsi observée est due à une impureté radioactive ou à l'activité intrinsèque des métaux. E. Bauer.

Atomistique

Sur la valence. — **H. Bateman** (*British Association*, 1908; *Nature*, **79** (1908) 26). — H. Bateman définit la valence d'un atome par le nombre de degrés de liberté qu'il possède dans certaines réactions. Une molécule a perdu tous ces degrés. Un seul atome ou un groupement qui possède de la « valence », c'est-à-dire des degrés de liberté, doit être regardé comme un ion. On peut s'appuyer sur la théorie de l'inversion pour représenter géométriquement une série de réactions possédant des caractères analogues à ceux appartenant à des réactions dans l'atome. On a montré qu'une transformation d'une nature déterminée par inversion par rapport à deux sphères dépend de huit paramètres; ce fait peut avoir une signification en considérant que le maximum de valence dans l'atome est 8.

Rutherford indique qu'on n'a pas montré qu'une telle transformation par inversion pouvait avoir lieu physiquement.

Bateman a établi que, avec sa manière de représenter l'atome si l'état de mouvement n'est pas constant, les lignes spectrales ne seront pas nettes; autrement elles seront nettes. Après quelques perturbations le spectre produit est un spectre continu.

La conductibilité et l'ionisation des sels des bases et des acides en solution aqueuse aux températures élevées. — **M. A. A. Noyes** (*Journal de Chimie Physique*, **4**, n° 4, 5 et 6, 505, 15 juin 1908, Ax). D'après les recherches de MM. A. A. Noyes, A. C. Melcher, H. C. Cooper, G. W. Eastman et Yogoro Kato. — Ce mémoire n'est qu'un résumé très bref des travaux dont les détails de la méthode expérimentale, les résultats bruts et les calculs, se trouvent réunis dans la publication n° 63 de la « Carnegie Institution de Washington ». Il présente néanmoins un réel intérêt documentaire par le nombre des résultats numériques réunis en plusieurs tableaux, donnant : les valeurs de la conductance équivalente des sels neutres, les mêmes valeurs des acides et des bases, la conductance équivalente à la concentration zéro (Λ_0), obtenue à l'aide d'une fonction empirique de la forme $\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_0} + k_1 (C\Lambda_0)^n$ qui correspond à l'équation $(C\Lambda_0 - \Lambda) = k_2 (C\Lambda_0)^n$. Pour cette dernière détermination on portait en coordonnées les valeurs de la réciproque de la conductance $\left(\frac{1}{\Lambda}\right)$ et de $(C\Lambda_0)^n$ en faisant varier n jusqu'à obtenir une droite; puis on extrapolait à la concentration zéro.

Un autre tableau donne les valeurs de l'exposant n de la fonction $(C\Lambda_0 - \Lambda) = k_2 (C\Lambda_0)^n$ pour un certain nombre de substances. Ceux qui suivent se rapportent à l'ionisation en % de différentes substances pour différentes températures.

L'auteur termine par quelques considérations sur certaines lois empiriques relatives à l'ionisation des sels dans l'eau. L. Matout.

Recherches sur les électrodes à gaz. — I. Bioxyde d'azote. — **Ugo Grassi** (*Il nuovo Cim.*, **15**, juin 1908, 467 Ax). — C'est l'étude de l'électrode à gaz constituée par une lame de platine platinée plongeant à moitié dans une solution (acide ou basique) où l'on fait barboter très lentement du bioxyde d'azote. On oppose à cette électrode une électrode normale au calomel (dont on admet que la f. é. m. est de 0v,555) et on mesure la f. é. m. de la pile ainsi formée.

En solution acide l'équilibre est atteint après vingt-quatre heures environ, il ne dépend plus alors de la rapidité du barbotage. On a opéré sur des solutions dont l'acidité variait de 1,00 normale jusqu'à $1.18.10^{-6}$. En solution alcaline les phénomènes sont plus compliqués : l'équilibre est d'abord plus lent à s'établir, puis il varie rapidement et finit par s'inverser.

M. Grassi est arrivé à expliquer ces phénomènes en montrant que le bioxyde d'azote, en présence de noir de platine, salifie les hydrates alcalins avec une vitesse bien plus grande qu'on ne pensait. Cette salification se produit par un passage à l'état de sels de l'acide nitrohydroxylamminique, suivi d'une décomposition en nitrite et protoxyde. L'action catalytique du platine est justement une action qui favorise la décomposition de ces sels. Il devient naturel d'admettre que le bioxyde d'azote dans ses réactions se transforme en acide nitrohydroxylamminique et on expliquerait ainsi qu'il se comporte chimiquement comme si sa molécule était doublée tout en ayant une densité de vapeur normale.

En solution acide le bioxyde d'azote se comporte normalement, et il donne lieu à une force électromotrice

$$\Delta = 0,0577 \log. H$$

H désignant la concentration des ions hydrogène.

Léon Bloch.

Influence de la concentration et de l'ionisation sur la vitesse de diffusion des sels en solution aqueuse. — **Raymond Haskell** (*Phys. Rev.*, **27** (1908) 145-182). — La vitesse de diffusion d'un corps dissous dans un liquide dépend de la différence des pressions osmotiques de ce corps dans deux tranches liquides infiniment voisines et de la résistance visqueuse opposée au mouvement des molécules. Quand un sel est dissocié en ions, ces ions exercent une pression osmotique comme les molécules non dissociées; mais la résistance visqueuse qu'ils rencontrent peut n'être pas la même que pour les molécules non dissociées. Quant aux ions des deux signes, ils s'accompagnent nécessairement à cause de l'attraction électrostatique énorme qui naîtrait entre les ions contenus dans deux couches voisines si l'une était plus riche que l'autre en ions d'un certain signe.

Il n'y a donc à considérer que deux coefficients de diffusion pour un sel partiellement dissocié, l'un D_1 relatif aux molécules non dissociées et l'autre D_2 relatif aux molécules dissociées. C'est à la détermination de D_1 et D_2 qu'est consacré le travail, très soigné, de M. Haskell.

Méthode. — On considère le cas de la diffusion à une seule dimension (le long d'un tube assez étroit). Soit a la section droite, c la concentration en corps dissous non dissocié à la distance x de l'origine; la quantité dS_1 de corps dissous non dissocié qui traverse la tranche x pendant le temps dt, est

$$dS_1 = a D_1 \frac{\partial c_1}{\partial x} dt$$

et la quantité dS_2 de substance dissociée en ions qui traverse la même tranche pendant le même temps est

$$dS_2 = -aD_2 \frac{\partial c_2}{\partial x} dt.$$

La quantité totale de substance dissoute qui traverse la tranche x pendant le temps dt est donc

$$dS = aD_1 \frac{\partial c_1}{\partial x} dt - aD_2 \frac{\partial c_2}{\partial x} dt.$$

Si c est la concentration totale, au point x, on a, par un raisonnement bien connu :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{-\frac{\partial dS}{\partial x} dx}{a dx} = D_1 \frac{\partial^2 c_1}{\partial x^2} + D_2 \frac{\partial^2 c_2}{\partial x^2}.$$

Si l'on pouvait déterminer expérimentalement c, c_1, c_2, comme fonctions de x et de t, deux équations telles que celles-ci appliquées à deux couples de valeurs quelconques de x et de t donneraient D_1 et D_2.

Pour simplifier la recherche expérimentale, on ramène tout à la mesure de c_2 qui peut se faire par la mesure de la conductibilité. On admet dans ce but le résultat trouvé par Storch[1] : pour les concentrations inférieures à 0,1 normale, on a :

$$c_1 = k c_2^n$$

la constante n variant suivant les sels aux environs de 1,5. Comme on a de plus $c = c_1 + c_2$, l'équation de la diffusion prendra la forme :

$$(1 + k n c_2^{n-1}) \frac{\partial c_2}{\partial t} = D_2 \frac{\partial^2 c_2}{\partial x^2}$$

$$+ D_1 k n \left[c_2^{n-1} \frac{\partial^2 c_2}{\partial x^2} + (n-1) c_2^{n-2} \left(\frac{\partial c_2}{\partial x} \right)^2 \right]$$

La méthode consistera donc à déterminer les constantes k et n, puis les valeurs de c_2 le long du tube de diffusion à différentes époques ; on connaîtra ainsi comme fonction de t et de x les trois quantités P, Q, R entrant dans la formule

$$P = QD_2 + RD_1.$$

On formera un grand nombre d'équations de ce genre et on tirera D_1 et D_2 par la méthode des moindres carrés.

Appareil. — Les expériences ont été effectuées sur le sulfate de thallium et le nitrate de baryum sous des concentrations comprises entre 0,1 normale et normale. Deux séries de mesures ont été effectuées sur chaque sel s'étendant sur une durée de 2 mois environ.

La diffusion s'effectue dans un tube vertical A (fig. 1).

Le calcul montre aisément que la force exercée par la gravité sur le sel diffusant de bas en haut est absolument négligeable devant les forces osmotiques. La longueur du tube est de 50 cm, une expérience préliminaire ayant montré qu'au bout de trois mois la concentration au haut du tube n'est pas le 0,1 pour 100 de la concentration au bas du tube. Un tube de 50 cm fonctionne donc comme un tube infiniment long, à l'origine duquel on maintient une solution saturée.

Le diamètre du tube est de 5 cm. Pour que la section fût uniforme, on a renoncé à souder des électrodes de platine dans la paroi. Un tube B coaxial de 1 cm,5 de diamètre est percé de distances en distances de petits trous au diamant ayant environ 1 mm de diamètre. Les électrodes en platine sortent du tube B par ces trous qu'elles obturent.

1 *Zeitschr. Phys. Chem.*, **19** (1896) 15.

L'étanchéité est obtenue par un mélange de 95 parties de gomme laque et de 5 de cérésine. Voici quelques détails sur ce mélange qui peut être utile dans bien des cas. On dissout de la gomme laque du commerce dans l'alcool, on filtre et on précipite par l'eau. La gomme laque ainsi obtenue est dépouillée de ce qu'elle peut contenir de soluble dans l'eau. On fait bouillir à différentes reprises de l'eau

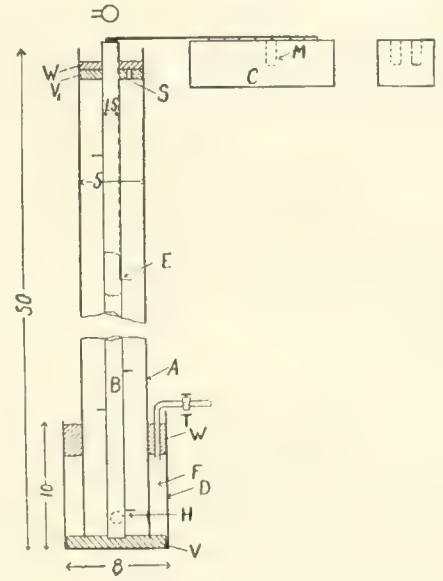


Fig. 1.

pure avec la gomme laque jusqu'à ce que la conductibilité de cette eau reste seulement de 2 à 5.10^{-6} inverses d'ohms, après une ébullition de deux ou trois heures avec le quart de son volume de gomme laque.

Le mélange de gomme laque et de cérésine étant coulé par couches successives dans le tube intérieur, obturant les trous et maintenait en places, en les isolant très bien, les fils de cuivre soudés aux électrodes. Ces fils sortaient du tube B pour se rendre au xgodets du commutateur M, creusés dans un bloc d'ardoise.

Les électrodes étaient disposées par paires, la distance de deux électrodes d'une paire étant de 5 mm environ, et le nombre des paires de 6 ou 7. La conductibilité mesurée au moyen de chaque paire était considérée comme la conductibilité moyenne dans l'intervalle et adoptée pour la valeur correspondant au milieu de l'intervalle des électrodes.

Le tube D qui entoure le tube A à sa base est destiné à contenir un excès du sel solide. La solution saturée pénètre dans le tube A par les trous H immédiatement en dessous de la paire inférieure d'électrodes. C'est à partir du milieu de cette paire que les distances étaient mesurées, au cathétomètre.

Les tubes étaient en verre d'Iéna et la régularité de leur section vérifiée.

Du sel solide ayant été placé dans le réservoir D et dans le tube A en dessous de l'électrode inférieure, on fait arriver lentement de l'eau au moyen d'un long tube passant par l'ouverture S et on continue l'écoulement, qui s'effectue par le tube T, jusqu'à ce que la paire inférieure d'électrodes accuse une conductibilité très faible. On ferme alors le tube T et l'ouverture S. C'est l'origine du temps.

Il est extrêmement important de maintenir la température constante et uniforme, non seulement de l'eau et du sel, mais des fils de connexions. En effet, si ces fils, à leur

sortie du tube B, ne sont pas à la même température que la solution, leur conductibilité a pour effet de maintenir une différence de température entre la solution et les électrodes, différence qui modifie la concentration au voisinage des électrodes. Il a donc fallu employer des thermostats, donnant une température constante de 0°,02 à 0°,05 C. et enfermant dans une même enceinte le tube de diffusion et le commutateur M, que l'on manœuvrait de l'extérieur.

Mesures. — La conductibilité était mesurée par la méthode de Kohlrausch en déterminant la constante de chaque paire d'électrodes par la mesure de la conductibilité, au moyen du même appareil, d'une solution 0,02 normale de chlorure de potassium.

Des séries de mesures étaient ensuite faites pour déterminer les constantes de la loi empirique

$$c_1 = k c_2^n ;$$

puis enfin les séries de mesures de diffusion donnant, tout le long du tube et de deux en deux jours environ pendant deux mois, les valeurs de la conductibilité L et par suite de c_2. Nous n'insistons pas sur la méthode ingénieuse employée pour déterminer, avec plus de précision que par un graphique $\frac{\partial L}{\partial t}$, $\frac{\partial L}{\partial x}$ et $\frac{\partial^2 L}{\partial x^2}$. Finalement la méthode des moindres carrés donne les résultats suivants :

Sel	Séries	D	D
Tl^2SO^4	1	0,77	1,56
	2	0,80	1,50
$Ba(NO^3)^2$	1	0,69	1,40

Il semble donc que *la vitesse de diffusion de la substance non dissociée soit la moitié de celle de la partie dissociée*. Cela tient probablement aux dimensions plus grandes des molécules non dissociées.

Remarques. — Dans l'hypothèse où les molécules non dissociées, d'une part, et les ions, d'autre part, diffusent indépendamment, le coefficient de diffusion des ions doit pouvoir être calculé par la formule de Nernst, établie pour le cas d'une substance complètement dissociée :

$$D_2 = RT \frac{u_c u_a (v_c + v_a)}{u_c v_c + u_a v_a}$$

u_c et u_a étant les mobilités de l'anion et du cation en solutions diluées, v_c et v_a leurs valences, R la constante des gaz parfaits.

Cette formule donne ici, pour le sulfate de thallium 1,52 et pour le nitrate de baryum 1,51, en accord satisfaisant avec les valeurs expérimentales. Il semble donc que la concentration des ions en un point est déterminée seulement par le nombre des ions qui diffusent, sans qu'il y ait formation de nouveaux ions à partir des molécules non dissociées.

Louis Dunoyer.

Phénomènes cosmiques

Sur la radioactivité de l'atmosphère. — A. Gockel (*Arch. Sc. phys. et Nat.*, IV, 27 (1909), 248-255). — L'atmosphère, outre les produits de désagrégation du radium, contient ceux du thorium et de l'actinium, et peut être aussi ceux d'autres matières inconnues. L'auteur a déterminé la quantité relative de chaque produit précipité sur un fil d'une longueur de 10 mètres, exposé pendant douze heures et maintenu à un potentiel de 2000 volts. Ce temps d'exposition correspond à l'obtention de la valeur maxima du radium, et seulement des 52 pour 100 de cette valeur du thorium. L'activité du fil était mesurée à l'électromètre. Au bout de quatre heures, on peut admettre que l'activité existant provient du thorium, et comme on connaît la durée de l'exposition, on peut déterminer l'activité du thorium pour chaque moment de l'expérience.

Si on déduit cette activité de l'activité entière, on trouve que la courbe des différences est presque dans tous les cas identique à celle du radium; dans quelques cas, il semble qu'il y ait de l'actinium.

Plus le fil est exposé près du sol, plus grande est la proportion de thorium, ce qui s'explique par la courte durée d'existence moyenne de l'émanation du thorium. A Fribourg, la quantité d'émanation du thorium de l'atmosphère est 40 à 70 000 fois plus grande que celle du radium.

Des mesures relatives à la quantité d'émanations radioactives contenues dans l'air du sol montrent qu'à un mètre de profondeur, la radioactivité augmente quand la perméabilité du sol diminue; cette radioactivité subit l'influence des variations de la pression atmosphérique.

La grêle et les pluies d'orage comportent une quantité considérable de produits radioactifs; les pluies ordinaires les renferment en moins grande quantité.

Gaston Danne.

Sur l'émanation radioactive contenue dans l'atmosphère. — A. Gockel (*Soc. Helvétique des Sc. Natur.*, Fribourg, juillet 1907). — L'auteur a complété les recherches entreprises par lui antérieurement (voir l'analyse précédente). Un fil tendu dans l'air et chargé négativement se recouvre, comme Elster et Geitel l'ont démontré, de produits de décomposition du radium. Bumstead, et d'autres savants après lui, ont trouvé qu'après une exposition plus longue il se précipite également sur le fil de l'activité induite du thorium. L'auteur, vu le peu d'observations que l'on possède actuellement, a fait une série d'expériences à Fribourg et sur le Rothorn de Brienz.

Il a trouvé qu'à Fribourg la teneur de l'atmosphère en produits de décomposition du thorium est très constante; elle atteignait 60 pour 100 de l'activité totale pour un fil exposé pendant 10 à 12 heures avec une charge de 2000 volts. Il semble que la pluie tasse diminuer cette teneur. Si l'on tend le fil à quelques mètres au-dessus du sol, on obtient des valeurs supérieures à celles obtenues dans le voisinage immédiat du sol; les valeurs les plus élevées ont été obtenues sur le Rothorn où le fil n'était pas chargé, mais mis à terre. Vu l'intensité du champ terrestre à cet endroit, la différence de potentiel entre l'atmosphère et le fil suffit pour précipiter sur celui-ci des quantités considérables de radioactivité induite.

L'auteur a l'intention de rechercher si l'atmosphère contient principalement de l'émanation du thorium ou du thorium A et du thorium B.

La teneur de l'air en ions varie avec le temps, comme on sait, dans les vases clos. Cette variation peut être due soit à une émanation radioactive contenue dans le vase, soit à un rayonnement provenant des parois du vase ou du milieu ambiant.

L'auteur a suivi cette variation pour un vase de tôle d'aluminium mince. Les variations de l'ionisation étaient moins considérables avec ce vase qu'avec un vase de zinc. Ce fait semble bien démontrer qu'une grande partie des variations est due à un rayonnement secondaire, celui-ci croît en général avec l'épaisseur de la paroi. Il n'a pas été possible de retrouver la dépendance, constatée par d'autres

savants, de l'ionisation du vase et du potentiel de l'atmosphère : par contre l'auteur a constaté, d'accord avec les résultats de Mache une forte augmentation de l'ionisation du vase par un temps pluvieux.

Sur les produits radioactifs présents dans l'atmosphère. — **W. Wilson** (*Phil. Mag.*, 17 (1909) 521-525). — Lorsqu'on expose à l'air libre un fil maintenu à un potentiel négatif élevé, il se charge d'un dépôt radioactif; les courbes de diminution de l'activité montrent qu'on a affaire aux radioactivités induites du radium et du thorium. Après 12 heures d'exposition l'activité due au thorium représente les 15/100 de l'activité totale (Bumstead en Amérique); après 5 jours 70 pour 100 (Blanc à Rome).

Les expériences de M. Wilson ont été faites à Manchester. Il expose pendant 5 à 8 heures un fil chargé de 8000 à 12000 volts. Lorsque l'équilibre est établi il trouve que 62 pour 100 de l'activité initiale sont dus au thorium (à 2 ou 3 pour 100 près).

On peut en déduire qu'à Manchester le rapport du nombre N' d'atomes d'émanation du radium au nombre N d'atomes d'émanation du thorium est $\frac{N'}{N} = 5700$. Ce rapport est à peu près le même à Rome (2600 à 4000) plus grand à New Haven (10 000 à 18 000).

L'auteur calcule également la quantité de thorium présente dans la croûte terrestre : 10^{-10} grammes par centimètre cube. E. Bauer.

Recherches sur la conductibilité électrique de l'air. — **C. Bonacini et V. Nicolis** (*Publications de l'Observatoire de Modène*, 1908). — Les auteurs se sont proposé de faire une étude comparative de l'appareil d'Ebert et de l'appareil de Gerdien. Ils ont procédé par mesures simultanées.

Les deux appareils sont d'accord pour donner une conductibilité plus grande l'été que l'hiver, par temps clair que par temps couvert, à 500 mètres d'altitude qu'à 64 mètres. Généralement, à Modène, il n'y a pas prédominance des ions d'un signe déterminé, sauf par temps d'orage.

Deux appareils Gerdien employés simultanément ont toujours donné des effets comparables quantitativement. Mais il est loin d'en être ainsi pour un appareil Gerdien et un appareil Ebert : ici il y a discordance très fréquente, non seulement dans la valeur relative, mais dans le sens de variation des nombres. Les auteurs en concluent qu'il est prématuré actuellement de donner la préférence à l'un des deux instruments et continuent à les employer simultanément jusqu'à ce qu'on puisse faire un choix plus rationnel. Léon Bloch.

Dispersion électrique dans la mer Méditerranée. — **G. Costanzo** (*Phys. Zeitsch.*, 6 (15 mars 1909) 196-A). — Eve et Boltzmann ont étudié la déperdition atmosphérique sur l'Océan Atlantique. Les observations suivantes ont été faites dans la Méditerranée au cours d'un voyage de cabotage (ou sur des côtes). Elles sont la moyenne d'observations faites avec et sans écran protecteur autour du cylindre de déperdition. On a toujours employé un potentiel négatif de 560 volts environ. Le rapport des lectures faites avec et sans écran protecteur s'est montré sensiblement constant. Il est égal à 2,58 dans le golfe de Naples, 1,72 dans le détroit de Bonifacio, 2,57 à l'ouest de ce détroit, 2,0 en vue de Marseille, 1,69 aux Iles Baléares, 4,12 dans le détroit de Gibraltar. Quant aux valeurs absolues de la déperdition elles varient beaucoup d'un endroit à l'autre, et cela sous des conditions météorologiques pourtant comparables. Il est permis de conclure de là que l'origine de la conductibilité atmosphérique à la surface de la mer ne doit pas être cherchée dans l'émanation renfermée dans l'eau de mer elle-même, mais, plutôt dans l'émanation dégagée de la terre ferme et transporté en mer, ainsi que ses produits, par les courants aériens. Léon Bloch.

A propos des phénomènes unipolaires en électricité atmosphérique. — **K. Kurz** (*Phys. Zeitsch.*, 9 (1908) 218-A). — Réponse aux critiques de M. Kohlrausch sur la correction à introduire du fait de la radioactivité induite aux indications des appareils d'Ebert, de Gerdien, d'Elster et Geitel. L. B.

La température du soleil et la constante solaire. — **G. Millochau** (*Soc. Fr. de Phys.*, 4 déc. 1908). — Millochau et Féry ont déterminé, en 1907, à l'observatoire de Janssen au sommet du Mont-Blanc, la température du soleil et la constante solaire. Les résultats obtenus avec le télescope pyrhéliométrique ont conduit à 5555° absolus pour la température effective du centre de l'image solaire et 6042° absolus pour celle de la photosphère. Les auteurs ont expérimenté un actinomètre nouveau de Féry. Cet actinomètre se compose d'un cylindre de fer formant une des soudures d'un couple thermo-électrique constantan-fer; ce cylindre, qui contient une résistance de fil fin peut être chauffé par un courant électrique soigneusement mesuré, ou être exposé au rayonnement solaire. A l'équilibre de température, pour une déviation d'un milli-voltmètre il faut un certain nombre de watts déterminé; d'où l'énergie reçue par le système lors de l'exposition au soleil, par la lecture de la déviation. Des mesures avec cet appareil ont donné pour la constante solaire $A_m = 0,166$ watts ou 2,38. On déduit la température effective moyenne du soleil; approximativement 5685°, mais la mesure est grossière. G. D.

La température du Soleil et la constante solaire. — **Millochau** (*Soc. Fr. de Phys.*, 15 janvier 1909). — L'auteur rend compte des recherches qu'il a exécutées, en collaboration avec M. Féry, pour utiliser le télescope pyrhéliométrique à la mesure de la constante solaire.

Il suffit, en effet, d'intégrer les résultats obtenus avec le télescope sur les divers points de l'image solaire de façon à en étendre la somme à la surface entière (voir *Comptes rendus*, 25 mars 1908). La valeur de la constante solaire exprimée en watts, sera

$$A_m = \pi a k \delta_m \tan^2 \frac{\tau}{2},$$

τ étant l'angle apparent du Soleil, δ_m la déviation moyenne provenant de l'intégration ($k\delta_m = F$), k la constante instrumentale obtenue par étalonnage sur un four à température connue, et a la constante de la loi de Stefan.

Or A_m est donné directement par l'actinomètre; on peut donc déduire de cette formule la valeur de a; on trouve ainsi

$$a = 5,02 \times 10^{-12}.$$

Appliquant cette méthode aux observations faites en 1906, on trouve $A_m = 0,178$ qui est de 7 pour 100 plus fort que $A_m = 0,166$ obtenu directement en 1907.

Dans la formule de Bouguer $I_0 = I e^{\frac{Kl}{\cos z}}$ employée pour le calcul de l'absorption atmosphérique terrestre, on peut éliminer I_0 et calculer Kl; on trouve $Kl = 0,052$ en 1906 et $Kl = 0,057$ en 1907. L'emploi de l'une ou de l'autre

valeur ne produisant sur le résultat qu'une différence à 1 pour 100 de l'ordre des erreurs d'observation.

On est amené à supposer que l'absorption zénithale est constante au sommet du mont Blanc, et qu'on peut calculer en ce point I_0 par la formule $I_0 = I e^{\frac{0,434}{\cos z}}$ (z distance zénithale du Soleil).

Appliquant ces résultats aux valeurs expérimentales obtenues par M. Violle en 1875 et par Hansky en 1900, on trouve :

A = 2,64 (Violle, 16 août 1875); A = 2,21 (Hansky, 4 septembre 1900); A = 2,56 (Féry et Millochau, 2 août 1906); A = 2,58 (mêmes auteurs, 25 août 1907).

La moyenne de ces nombres est 2,4 et l'écart maxima avec cette moyenne est de 7 pour 100.

On peut assez bien concevoir la constitution de l'atmosphère solaire, surtout depuis les remarquables travaux de Hale, l'inventeur du spectrohéliographe. Les spectrohéliographes qu'il a publiées et qui montrent les diverses couches de l'atmosphère solaire nous font voir que cette atmosphère est le siège d'agitations continuelles, mais assez régulières, si l'on en excepte les grandes éruptions solaires, localisées dans des espaces relativement restreints du Soleil. Le télescope pyrhéliométrique mesurant une surface relativement grande de l'image solaire donne la moyenne du rayonnement de l'ensemble de colonnes gazeuses alternativement ascendantes et descendantes et qui tendent vers une position d'équilibre, ce qui explique l'accord des évaluations en première approximation de l'absorption due à l'atmosphère solaire et la concordance des résultats de 1906 avec ceux de 1907 pour la détermination de la température apparente de la photosphère, 6100 degrés à 50 degrés près. Cette photosphère, étant données, d'une part, sa température élevée, d'autre part, l'action de l'enveloppe absorbante qui l'entoure, doit rayonner presque comme un radiateur intégral, et sa température réelle doit être voisine, à un millier de degrés près, au plus, de 6100 degrés, qui est en tout cas un minimum.

Absorption de la lumière ultra-violette dans l'atmosphère (*Physical Society*, novembre 1908). On sait que de l'air parfaitement exempt de poussières n'est pas ionisé par la lumière ultra-violette. Si donc l'absorption des ondes électriques radiotélégraphiques, qui a lieu quand ces ondes traversent de grandes distances d'air baigné de lumière, résulte de la présence d'ions libres dans l'air, ces ions ne peuvent provenir que de l'action photo-électrique de la lumière sur la poussière. On peut se demander si ce ne sont pas ces poussières qui donnent la couleur bleue au ciel. Si ces particules absorbent de la lumière ultra-violette, créant par ce moyen l'ionisation, n'expliquerait-elles pas le pourcentage relativement faible de la lumière ultra-violette trouvée dans la lumière solaire à la surface de la terre ? Il serait intéressant de connaître le nombre d'ions dans l'atmosphère, à différentes hauteurs.

Technique

Sur une modification de l'isolement à l'ambre de l'électroscope. — Elster et Geitel (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 2-51). Cette modification consiste à remplacer le couvercle d'ambre destiné à protéger le bouton contre la poussière par un couvercle métallique. On supprime ainsi la dissymétrie de la courbe d'étalonnage de l'électroscope pour les charges positives et négatives, dissymétrie due au champ électrique créé par les charges de l'isolant et qui mettent, comme ces charges mêmes, un temps extrêmement long à disparaître. L'accroissement de capacité qu'entraîne cette modification peut être rendu insignifiant. Léon Bloch.

Collecteur à eau à écoulement continu. — W. Schmidt (Vienne) (*Phys. Zeitsch.*, **9** (1908) 217-A.). — Indication sur l'installation d'un égaliseur de potentiel à écoulement d'eau, fonctionnant d'une manière continue et à faible débit. L. B.

Une batterie étalon. — Hulett (*Amer. Phys. Soc.*, **27** (1908) 55 A). — Les batteries d'accumulateurs ne donnent un courant à peu près constant que pendant une certaine phase de la décharge. Une batterie d'éléments Weston, tels qu'on les prépare ordinairement, ne fournit pas non plus un courant tout à fait constant à cause de certaines réactions secondaires à la cathode, consistant, d'après l'auteur, dans une hydrolyse du sulfate mercureux par la solution de sulfate de cadmium avec formation de sel basique et ayant pour résultat des changements lents de la force électromotrice. On évite cette formation de sel basique en ajoutant un peu d'acide sulfurique.

La figure (1) indique la forme des éléments employés (haut. 8 cent., largeur au goulot 5 cent.). Dans la cupule A en forme de verre de montre à bords droits et soudée au tube de verre qui amène le fil électrode, se trouve de l'amalgame de Cd à 12 1/2 pour 100; la cupule est à 2 centimètres au-dessus du fond; sur ce fond repose une couche de 5 millimètres de mercure; profondeur de l'électrolyte, 4 à 5 centimètres; formule du liquide électrolytique : eau 1 litre, acide sulfurique concentré (densité 1,84) 10 centimètres cubes; sulfate de cadmium cristallisé ($SO^4Cd, 8\,5H^2O$), un poids égal au volume du liquide acide employé. On l'introduit en poudre et on agite longtemps. On produit le sulfate mercureux nécessaire sur l'électrode positive en électrolysant la solution dans l'élément lui-même et en ayant soin d'agiter pour éviter la formation de sel basique.

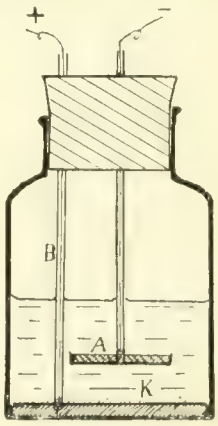


Fig. 1.

Quatre batteries formées de ces éléments, ayant chacune une résistance de 1 ohm, mises en parallèles sur une résistance de 20 ohms permettent d'avoir, pendant 1 heure par exemple, des courants de l'ordre de 0,1 ampère avec une constance tout à fait impossible à obtenir avec une batterie d'accumulateurs. Force électromotrice en circuit ouvert : 1,02206.

L. Dunoyer.

Piles photo-électriques à grande intensité de courant. — J. Rosenthal (*Phys. Zeitsch.*, 15 nov. 1908, 25-805 A). Indication des avantages que présente la pile à rubidium dans une atmosphère d'hydrogène ou d'hélium comme relais dans la téléphotographie : absence d'inertie et grande intensité de courant (plusieurs milliampères). Léon Bloch.

Recherches sur les propriétés diélectriques du mica. — E. Mattenklodt (*Ann. der Phys.*, **27** 559 (1908). — L'auteur étudie des condensateurs de mica argenté. L'appareil de mesure est un pont de Wheatstone à courants alternatifs avec galvanomètre à fil en résonance sur le courant.

Le pouvoir inducteur du mica est indépendant du champ et de la température; il ne varie pas de 10^{-4} de sa valeur, pour des champs de 600 000 volts/cm, et de 10^{-3} de sa valeur pour une différence de température de 30°. Il varie suivant l'échantillon employé entre 7,1 et 7,7.

Le mica argenté semble particulièrement adapté à la construction des condensateurs étalons. E. Bauer.

Sur un relais actionné par des forces électrostatiques. — **K. Bergwitz** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 118-121). — L'auteur s'est proposé, comme l'avait déjà tenté J. Rosenthal, d'appliquer à la phototélégraphie la précieuse propriété des piles photoélectriques à potassium d'Elster et Geitel, savoir leur absence totale d'inertie, qui les rend bien supérieures à cet égard aux piles à sélénium. Seulement, les courants qu'on peut obtenir avec des illuminations ordinaires sont si faibles, qu'il était nécessaire de amplifier au moyen d'un relais. M. Bergwitz a eu l'idée de faire jouer le rôle de relais électrostatique à un électromètre à quadrants. Une paire de quadrants est à la cage. L'autre est reliée à une des bornes de la pile photoélectrique dont l'autre borne est au sol. Une batterie de 200-400 volts est intercalée sur le circuit. Quand la cellule à potassium est éclairée, un faible courant la traverse, la paire de quadrants isolée se charge, l'aiguille dévie, et un index de platine, convenablement isolé, porté par la suspension, vient toucher une lame de platine. Ce contact ferme le circuit d'un relais magnétique ordinaire, susceptible d'actionner un appareil inscripteur. La sensibilité, dans de bonnes conditions, est telle que le relais fonctionne à la lumière directe ou réfléchie de la lune, à la lumière d'une bougie placée à 5 mètres ou d'un arc à réflecteur placé à 200 mètres. L'appareil fonctionne également quand la pile photoélectrique est remplacée par un condensateur à gaz ionisé, et pourrait servir à l'inscription de divers phénomènes d'ionisation. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Les progrès récents dans le domaine de la radioactivité. (*Dien eueren Fortschritte auf dem Gebiete der Radioaktivität*), par le Dr **Heinrich Greinacher** (14 × 25), 47 pages (F. Vieweg éditeur, Brunswick) Prix : M. 1,20.

Dans ce petit volume, l'auteur expose les résultats de travaux concernant la radioactivité effectués de 1906 à 1908.

La vaste matière réunie dans ce petit ouvrage se divise en quatre parties dont la première s'occupe de rayonnement et la deuxième, de séries de transformations; le troisième chapitre traite des travaux qui s'occupent de l'action des influences extérieures sur les corps radioactifs, tandis que le quatrième chapitre est consacré aux études de répartition des substances actives.

Les nombreuses données de littérature complètent l'ouvrage dont l'ensemble se distingue par le soin particulier et par la clarté avec lesquels l'auteur traite le sujet.

B. Szilard.

Untersuchungen über die Galvanische Lutfahigkeit der Elektrolyte, par **S. Arrhenius**, 155 pages, 1907. Prix : M 2.50.

Abhandlungen de C. Doppler, par **H. A. Lorentz**, 194 pages, 1907. Prix : M 5.60.

Abhandlungen zur Geschichte des Stereoskops (Wheastone, Brewter, Riddell, Helmholtz Wenham, d'Almeida et Harmer), par **Von Rohr**, 150 pages, 1908. Prix : M 2.20.

(Classiques des Sciences exactes publiées sous la direction de Ostwald (12 × 19). W. Engelmann, éditeur, Leipzig.

Nous sommes heureux de signaler la collection des classiques des sciences exactes, publiée sous la direction de W. Ostwald. Cette collection, qui en est déjà à son cent soixantième volume, offre au lecteur, sous une forme peu coûteuse, les mémoires les plus importants relatifs aux sciences mathématiques physiques et naturelles, depuis ceux de Galilée et d'Huyghens jusqu'à ceux de Maxwell et de Pasteur. En France, seules les publications, dues à l'initiative privée de la Société de Physique, peuvent lui être comparées. Il est à souhaiter qu'un éditeur français suive l'exemple de son collègue allemand et fasse connaître au public des œuvres comme les « Recherches expérimentales » de Faraday, la « Conservation de la force » de Helmholtz, etc.

Le premier des volumes cités ci-dessus, contient les mémoires classiques relatifs à la conductibilité des solutions, que Svante Arrhenius a publiés en 1882 et 1885 et qui ont précédé et préparé la découverte de la dissociation électrolytique (1889). Il y développe pour la première fois l'hypothèse qu'un électrolyte est décomposé en deux parties, l'une inactive, l'autre active, conduisant le courant et donnant lieu aux réactions chimiques. C'est seulement après les travaux de Vant'Hof que cette idée a été précisée par Arrhenius.

E. Bauer.

Light Waves and their Uses, par **A. Michelson** (*The Decennial Publications of the University of Chicago*, 1907).

M. Michelson a réuni en un petit livre une série de conférences faites en Amérique sur la théorie ondulatoire de la lumière. Ces conférences ne sont pas un simple effort de vulgarisation. Elles constituent un exposé extrêmement clair et approfondi des résultats importants fournis dans ces dernières années par l'application des méthodes interférentielles. On sait la part vraiment magistrale qui revient à Michelson dans ce travail, et on lui saura gré d'avoir rendu accessibles, disons mêmes attrayantes, les recherches de précision entreprises avec l'interféromètre. Après un chapitre d'introduction sur les mouvements ondulatoires et les interférences, l'auteur fait une comparaison approfondie du microscope, du télescope et de l'interféromètre et montre la supériorité de ce dernier au point de vue du pouvoir séparatoire et de la mesure de petites longueurs. Un important chapitre est consacré aux *courbes de visibilité* et à la structure des raies spectrales, déduite d'observations interférentielles. L'emploi des longueurs d'onde comme étalons métriques, l'usage de l'interféromètre à échelons pour l'étude du phénomène de Zeeman, enfin l'application des méthodes interférentielles à l'astronomie physique sont autant de questions d'une haute importance qu'on trouvera traitées par M. Michelson avec une hauteur de vues vraiment supérieure. Ce petit livre constitue un ensemble où la clarté, le don expérimental et l'esprit critique concourent avec l'intérêt propre attaché au sujet pour charmer le lecteur sans le fatiguer. Léon Bloch.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

L'indication bibliographique du périodique comprend : la série en chiffres romains, le tome en chiffres gras, l'année en chiffres ordinaires. Les deux dernières numéros se rapportent aux pages et au numéro du mémoire.

Clos le 15 Mai 1909

RADIOACTIVITÉ

E. Rutherford. — Recent researches in radioactivity. *Chem. News*, **99** (1909) 171-174 et 181-185.

W. Ramsay. — Die Geiler und die radioaktiven Gase. *Ber. d. deut. chem. Gesellsch.*, *Ing. u. Arch. Verein zu Wien*, *Leipzig*, *Akademie Verlagsges.* (1908).

C. E.-S. Phillips. — A description of three substitutes for radioactivity recently prepared for the Röntgen Society. *Rec. Journ. Röntgen Soc.*, **5** (1909) 27-35.

P. Edgerton. — Helium in the earth. *Nature*, **79** (1909) 541.

R.-J. Strutt. — The leakage of helium from radioactive minerals. *Roy. Soc.*, 21 janvier 1909. *Chem. News*, **99** (1909) 145-146.

F. Henrich. — Untersuchungen über die Gase der Wiesbadener Thermalquellen. *Chem. Ber.*, **41** (1908) 4196-4209.

A. Schweitzer. — Sur la radioactivité des sources minérales de la Suisse. Contenu l'emanation de l'eau. *Arch. Sc. Phys. et Nat.*, IV-**27** (1909) 256-274.

Ch. Moureu et A. Lepape. — La radioactivité des sources thermales de Bagnères-de-Luchon. *Comptes rendus*, **148** (1909) 854-857.

W. v. Bolton. — Über das Thorium. *Zeitschr. f. Elektrochem.*, **14** (1908) 768-770.

S. Russ et W. Makower. — The radiations, the active deposit from radium through a vacuum. *Nature*, **79** (1909) 540-541.

Stromhvolm et Svedberg. — The chemistry of the Radium type elements. *Zeitschr. Anorgan. Chem.*, **61** 358.

L. Heutinger et K. Ulrich. — Bemerkungen über die Verunreinigung von Emanationsröhrchen. *Monatsch. f. Chem.*, **29** (1908) 485-496.

H. Paweck. — Die Herstellung von Radium aus Emanation. *Zeitschr. f. Elektrochem.*, **14** (1908) 619-625.

B. de Szyskowski. — Radioactivity as a relation to Nagaoka's theory of the constitution of atoms. *Nature*, **80** (1909) 276.

L. Zlobicki. — Über den Einfluss des Radiums auf die elektrolytische Leitfähigkeit destillierter Lösungen. *Kosmos*, Lw. 1907, 1009-1016.

James Christie. — The discovery of radium. *Journ. of Franklin Institute*, **147** (1909) 559-561.

ÉLECTRONIQUE

J. Becquerel. — Sur la perte de charge des corpuscules positifs. Réponse à la Note de A. Dufour. *Comptes rendus*, **148** (1909) 546-548.

E. Nicol. — The relation of the electric and magnetic fields. *Roy. Soc. Proc.*, A **82** (1909) 29-32.

A. Righi. — Sul modo di una elettrone intorno ad un magnete. *Rendiconti d. Accad. dei Lincei*, V **17** (1908) 675-684.

F. G. Blake. — Der Einfluss von Temperatur und Oberflächenbeschaffenheit auf den Gesetzlichkeitsstand des Wiemuth und Nickel. *Ann. der Phys.*, IV **28** (1909) 449-475.

N. R. Campbell. — Ein Electromagnetisches Problem. *Nature*, **79** (1909) 541.

H. Weiss. — Elektromagnetische Wellen an Drähten mit dielektrischer Hülle. *Ann. d. Phys.*, IV **28** (1909) 651-662.

P. Pascal. — Propriétés magnétiques des corps faiblement liquéfiables. *Comptes rendus*, **148** (1909) 415-417.

J. Trowbridge. — The Doppler effect in positive rays. (*Amer. Journ. Sc.*, IV-**27** (1909) 245-249.

G. Barus. — Notiz über die Bildung der Nebelkammer mit Hilfe des Elektrons. *Sitz. A.*, **26** (1908) 87-90.

F. A. Saunders. — New series in the spectra of Cs, Sr, and Ba. *Amer. phys. Soc.*, 28 décembre 1908.

R. W. Wood. — Ultraviolet absorption and fluorescence and the complete Balmer series of sodium vapor. *Amer. phys. Soc.* 1908.

A. Dufour. — Sur l'existence d'électrons positifs dans les tubes à vide. *Comptes Rendus*, **148** (1909) 481-484.

A. Wehnelt et F. Jentzsch. — Über die Energie der Elektronenemission. *Deutsch. Phys. Gesell.*, **11** (1909) 105-108.

P. Hate. — La masse électromagnétique. *Science*, **28** (1908) 180-184.

Jean Becquerel. — Sur la question de l'émission et de l'absorption de lumière incomplètement polarisée dans un champ magnétique et sur le phénomène de Zeeman dans les spectres canelés. *Comptes Rendus*, **148** (1909) 707-709.

A. Dufour. — Sur les phénomènes de Zeeman normaux et anormaux dans les spectres des vapeurs. Réponse à la Note de M. J. Becquerel. *Comptes Rendus*, **148** (1909) 775-777.

R. W. Wood. — The complete Balmer series in the sodium spectrum. (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 97-100).

P. Zeeman. — Änderung der Wellenlänge an der Mittellinie von Triplets. *Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 217-221.

C. A. Skinner. — Magnetic double refraction normal to the field in liquids. *Amer. Phys. Soc. Proc.*, mars 1909.

H. Behrens. — Über magnetische Zirkularpolarisation in Metallen. *Zeitschr. f. wiss. Phot.*, **7** (1909) 209-219.

V. Carlsheim-Gyllenskold. — Über die durch Kanalstrahlen verursachten Lumineszenzen. *Arkiv f. Math., Astronom. Fysik*, **4** (1908) 1-44.

J. Stark. — Über die zerstreuende Wirkung der Kanalstrahlen. Emission Sekundärer Atomstrahlen. *Zeitschr. f. Elektrochem.*, **14** (1908) 752-756.

D. I. Rankin. — The potential energy of the elements. *Chem. News*, **99** (1909) 195-196.

A. Einstein. — Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems. *Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 185-193.

J. Weitz. — Über das Planeksche Strahlungsgesetz. *Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 193-195.

A. L. Bernouilli. — Atomzerfall und Serienspektren. (*Phys. Zeitschr.*, **9** (1908) 745-750.

M. Planck. — Zur kinetischen Gastheorie. *Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 195-197.

W. Ramsay. — L'électron considéré comme un élément. *Revue scientifique*, **47** (1909) 513-521.

RADIATIONS

T. H. Havelock. — The dispersion of electric double refraction. *Phys. Rev.*, **28** (1909) 156-159.

W. Voigt. — Eine Einwirkung leuchtend aktiver Körper auf das in ihnen reflektierte Licht. *Deutsch. Phys. Gesell.*, **10** (1908) 757-762.

J. H. Jeans. — Temperature radiation and the partition of energy in continuous media. *Phil. Mag.*, VI **17** (1909) 229-254.

W. W. Strong. — The absorption spectra of various potassium and uranyl salts in solution. *Amer. phys. Soc.*, 28 décembre 1908.

E. C. C. Baly. — Spektroskopie. (*Springer*, Berlin, 1908).

Herbert Auerbach. — Spektroskopische Untersuchungen über das Verhalten der Metallsalze in Flammen von verschiedener Temperatur. *Zeitschr. f. Wiss. Phot.*, **7** (1909) 50-59.

Hans Schmidt. — Prüfung der Strahlungsgesetze der Bunsenflamme (*Deutsch. Phys. Gesell.*, **11** (1909) 87-102).

J. Thovert. — Influence de la qualité de l'éclairement sur la reproduction photographique des couleurs (*Comptes rendus*, **148** (1909) 56-58).

R. A. Gortner. — Quelques effets de la lumière du soleil sur le verre incolore (*Chem. News*, **98** (1908) 100-101).

B. L. Vanzetti. — Reactions catalytiques et équilibres photochimiques (*Rendiconti Acad. d. Lincei*, **17** (1908) 285-288).

O. v. Baeyer. — Bericht über die Struktur von Spektrallinien (*Jahrb. der Radioakt. und Elektr.*, **6** (1909) 50-68).

R. Benoit. C. Fabry et **A. Perot.** — Bestimmung der Wellenlänge der roten Cadmiumlinie als Fundamentallinie der Wellenlängenzahlen (*Trans. of the intern. Union for Cooperation in Solar Research*, **2** (1908) 109-157).

W. S. Franklin. — Note on spherical Aberration (*Amer. Phys. Soc.*, mars 1909).

C. Barus. — Absence of polarization in artificial fogs (*Amer. Journ. Sc.*, IV, **27** (1909) 402).

M. A. A. Eichenwald. — Sur le mouvement de l'énergie dans la réflexion totale (*Soc. Physico-chim. Russe, Sect. Phys.*, **41** (1909) 131).

J. Stark. — Über Lichtemission im Bandenspektrum. Bemerkungen zu einer Abhandlung der Herren P. Lenard und S. Saeland (*Ann. d. Phys.*, IV, **29** (1909) 516-550).

G. Berndt. — Influence de la self-induction sur les spectres d'étincelle (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 1-28).

H. Poincaré. — Les ondes hertziennes et l'équation de Fredholm (*Comptes rendus*, **148** (1909) 449-455).

A. Becker. — Über die Strahlung und Temperatur der Heteriampe (*Ann. d. Phys.*, IV, **28** (1909) 1017-1051).

L. Stüting. — Untersuchungen über den roten Teil der Bogenspektren von Nickel, Kobalt und Chrom (*Zeitschr. f. wiss. Phot.*, **7** (1909) 75-88).

G. A. Hemsalech et **A. Zimmern.** — Étincelles de résonateur. Analyse spectroscopique (*Comptes rendus*, **148** (1909) 775-774).

J. Thovert. — Spectrophotométrie à champ unichrome (*Comptes rendus*, **148** (1909) 625-626).

F. Wentzel. — Beiträge zur optischen Sensibilisation der Chlorsilbergelatine (*Zeitschr. f. wiss. Phot.*, **7** (1909) 115-157).

W. D. Bancroft. — The electrochemistry of light (*The Journ. Phys. Chemistry*, **13** (1909) 1-90).

E. J. Evans. — The arc spectrum of iron λ 6855 to λ 7412 (*Astrophys. Journ.*, **29** (1909) 157-159).

E. J. Evans. — The arc spectrum of titanium from λ 5866 to λ 7564 (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 160-165).

H. Poincaré. — Sur la diffusion des ondes hertziennes (*Comptes rendus*, **148** (1909) 812-817).

J. H. Shaxby. — Early references to fluorescence and light transmitted by thin gold films (*Nature*, **80** (1909) 128).

W. W. Coblentz. — Radiation constants of metals (*Bull. Bur. of Standards*, **5** (1909) 559-579).

R. Gans et **H. Happel.** — Zur Optik kolloidaler Metallösungen (*Ann. d. Phys.*, IV, **29** (1909) 277-300).

A. S. King. — The relative intensities of the yellow, orange, and red lines of calcium in electric furnace spectra (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 190-197).

E. E. Brooks. — The magnesium spectrum under reduced pressure (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 177-189).

M. La Rosa. — Umwandlungen des Spektrums des selbsttönenden Lichtbogens (*Ann. d. Phys.*, IV, **29** (1909) 249-276).

Gotthelf Leimbach. — Die absolute Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen Licht verschiedener Wellenlänge (*Zeitschr. f. wiss. Phot.*, **7** (1909) 157-178).

J. Stark. — Über eine Beziehung zwischen der Wellenlänge und der chemischen Wirkung des Lichtes (*Jahrbuch der Radioak. und Elektr.*, **6** (1909) 12-17).

Gotthelf Leimbach. — Die absolute Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen Licht verschiedener Wellenlänge (*Zeitschr. f. Wiss. Phot.*, **7** (1909) 181-206).

R.-E. Nyswander. — The absorption and reflection of calcite and aragonite for infrared Rays as dependent upon the plane of polarization (*Phys. Rev.*, **28** (1909) 291-308).

B.-J. Spence. — Colloidal solutions and the refractive indices of gold, platinum and silver (*Phys. Rev.*, **28** (1909) 255-265).

C. Schall. — Zur Demonstration der Absorption farbloser Lösungen im Ultraviolett (*Zeitschr. f. Phys. u. Chem. Unt.*, **21** (1908-589-590).

E.-Ch. Baly et **K. Schaefer.** — Die Beziehung zwischen Absorptionspektren und chemischer Konstitution. Part. V. Ungesättigte Säuren der Benzolreihe (*Proc. Chem. Soc.*, **24** (1908) 207-208).

F.-Ch. Baly et **C.-H. Desch.** — Die Beziehung zwischen Absorptionsspektrum und chemischer Konstitution. Teil. IV. Die Nitroso- und Nitrogruppen (*Journ. Chem. Soc.*, **93** (1908) 1747-1760).

A.-P.-H. Trivelli. — A contribution to the photochemistry of silver sub-halonds (*Kon. Akad. Amsterdam Proc.*, 27 mars 1909) 750-749.

Wilder D. Bancroft. — The electrochemistry of light (*Journ. of Phys. Chem.*, **13** (1909) 181-251).

Wilder D. Bancroft. — The electrochemistry of light (*Journ. of Phys. Chem.*, **13** (1909) 269-551).

Martin Rosenmüller. — Über Emission und Absorption des Kohlelichtbogens (*Ann. d. Phys.*, IV, **29** (1909) 555-597).

PHOSPHORESCENCE

H. Ley et **K. v. Engelhardt.** — Ultraviolette Fluoreszenz bei zyklischen Verbindungen (*Chem. Ber.*, **41** (1908) 2988-2995).

Hans Zickendraht. — Recherches sur les vapeurs de sodium fluorescentes (*Arch. Sc. Phys. et Nat.*, IV, **27** (1909) 54-68).

L. Bloch. — Flamme de phosphorescence et flamme de combustion de soufre (*Comptes Rendus*, **148** (1909) 781-785).

L. A. Levy. — Fluorescence du platino-cyanure (*J. Chem. Soc.*, **93** (1908) 1446-1465).

IONISATION

W. Westphal. — Potentialmessungen an glühenden Oxydkathoden (*Verh. d. D. Physik. Ges.*, **10** (1908) 401-405).

J. A. Pollock: A. B. B. Rancland: E. P. Norman. — The discontinuity of potential at the surface of glowing carbon (*Roy. Soc. of New South Wales Proc.*, 2 decembre 1908).

O. Fischer et **O. Hahnel.** — Über die Zerstäubung der Kathoden in verdünnten Gasen (*Zeitschr. f. Elektrochem.*, **14** (1908) 566-567).

A. Léauté. — Note sur les stries des étincelles oscillantes (*Comptes rendus*, **148** (1909) 539-542).

T. Royds. — Constitution des étincelles électriques (*Phil. Trans.*, A, **208** (1908) 555-547).

J. Stark. — Sur l'action pulvérisatrice des rayons canaux (*Zeitschr. El. ch.*, **14** (1908) 752-756).

E. Briner et **E. L. Durand.** — Recherches sur l'action chimique des décharges électriques aux basses températures (*Journ. Chim. Phys.*, **7** (1909) 1-50).

De Muynck. — Conductivity of explosive flames with different electrodes (*Science Abstr.*, **11** (1908) 457).

A. B. Garrett. — The effect of radiations on the brush discharge (*Phys. Soc.*, 12 mars 1909).

B. G. Cobb. — An account of the influence of high potential discharge on amorphous gold (*Chem. News*, **99** (1909) 209-210).

V. Kohlschutter. — Ueber die kathodische Zerstäubung von Metallen in verdünnten Gasen (*Zeitschr. f. Elektrochem.*, **15** (1909) 516-528).

C. Barus. — Die Thomsonsche Konstante e in Werten der Abfüllkonstante der Jonen in der Nebelkammer (*Sill. G.*, **26** (1908) 527-529).

CHIMIE — PHYSIQUE — ATOMISTIQUE

A. Jaquerod. — Nouvelles recherches sur les poids atomiques (*Rev. gen. d. Sc.*, **19** (1908) 447-449).

G. le Bas. — Nouvelle théorie du volume moléculaire (*Chem. News*, **98** (1908) 85-88).

A. Le Duc. — Volumes moléculaires, densités et poids atomiques (*Comptes rendus*, **148** (1909) 548-550).

H. N. Meloy. — Beziehungen zwischen ionisierender Kraft und Dielektrizitätskonstante der Lösungsmittel (*J. Amer. Chem. Soc.*, **30** (1908) 1074-1077).

M. Chanoz. — Modifications de la différence de potentiel au contact de deux dissolutions aqueuses d'électrolytes sous l'action du courant continu (*Comptes rendus*, **148** (1909) 55-56).

G. N. Lewis et **C. A. Kraus.** — A method of determining the electrode potentials of the alkali metals (*Amer. Phys. Soc.*, 28 décembre 1908).

L. Pelet et **A. Wild.** — Conductibilité des solutions de colorants (*Soc. Chim. Lausanne*, 11 juin 1908).

A. Heydweiller. — Über Ionisationswärme und Ionisationskonstante des Wassers (*Ann. der Phys.*, IV **28** (1909) 505-512).

A. Reychler. — Sur l'équilibre de dissociation des électrolytes binaires (*Journ. Chim. Phys.*, **7** (1909) 58-67).

L. Pelet. — Action des électrolytes sur les matières colorantes à l'ultramicroscope (*Soc. Vaudoise Sc. Nat.*, 21 oct. 1908).

L. Pelet-Jolivet. — L'électrisation de contact et la teinture (*Arch. Sc. phys. et nat.*, IV **27** (1909) 27-55).

A. Muller. — Allgemeine Chemie der Kolloide (*Johann Ambrosius Barth, Leipzig*, 1909).

J. Larguier des Bancels. — Appareil de transport des solutions colloïdales (*Soc. Chim. Lausanne*, 30 avril 1908).

W. Ramsay. — Einleitung in das Studium der physikalischen Chemie (*J. A. Barth, Leipzig*, 1908).

J. D. van der Waals. — Contribution to the theory of binary mixtures (*Kon. Akad.-Amsterdam Proc.*, 27 mars 1909) 816-852).

Meyer Wildermann. — Über die Geschwindigkeit molekularer und chemischer Reaktionen in heterogenen Systemen. Erster Teil (*Zeitschr. f. Phys. Chem.*, **66** (1909) 585-445).

Max Frantz. — Der Temperaturkoeffizient chemischer Reaktionsgeschwindigkeiten. II. Die physikalische Bedeutung der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit in gasen und ihre Ableitung aus rein thermischen Daten der beteiligten Stoffe (*Zeitsch. f. Phys. Chem.*, **66** (1909) 445-496).

E. W. Washburn. — Die neueren Forschungen über die Hydrate in Lösung. II und III. Teil (*Jahrb. der Radioakt. und Elektr.*, **6** (1909) 69-126).

A. Cotton. — Sur le dédoublement des corps inactifs par compensation obtenus par synthèse chimique. Essais d'emploi de la lumière polarisée circulairement (*J. de Chim. phys.*, **7** (1909) 81-100).

Paul Frion. — Sur l'entraînement de corps solubles par certains précipités (*J. der Ch. Phys.*, **7** (1909) 101-116).

K. Jablczynski. — Diffusion à travers les membranes (*J. Ch. Phys.*, **7** (1909) 117-128).

A. Jacquerod. — Étude physico-chimique sur l'électrolyse des chlorures alcalins (*J. Ch. Phys.*, **7** (1909) 129-151).

Jacques Duclaux. — Cryoscopie des colloïdes (*Comptes Rendus*, **148** (1909) 714-716).

M. Knudsen. — Die Molekularströmung der Gase durch Öffnungen und die Effusion (*Ann. der Phys.*, IV **28** (1909) 999-1016).

F. H. Loring. — A new method of mathematically harmonizing the weights of the elements, together with a review of kindred work and some observations concerning the meteorites and satellites (*Chem. News*, **99** (1909) 148-151).

L. Kahlenberg. — Osmotic Studies (*The Journ. Phys. Chemistry*, **13** (1909) 95-115).

Ph. Blackman. — Tables of molecular conductivities (*The Journ. Phys. Chemistry*, **13** (1909) 145-155).

W. Nernst. — Über die treibende Kraft der Galvanischen Elemente (*Deutsch. Phys. Gesell.*, **11** (1909) 112-117).

Br. Adam. — Über die elektrische Leitfähigkeit des Schwefels (25 S. *Diss. Heidelberg*, 1908).

PHÉNOMÈNES COSMIQUES ET MÉTÉOROLOGIQUES

P. H. Dike. — Recent observations in atmospheric electricity (*Amer. Journ. Sc.*, IV **27** (1909) 197-209).

H. Schering. — Registrierungen des spezifischen Leitvermögens der atmosphärischen Luft (*Gött. Nachr.*, 1908) 201-218).

K. Kähler. — Registrierungen des luftelektrischen Potentialgefälles an nahe benachbarten Stationen (*Met. Z. S.*, **25** (1908) 289-299).

H. Ebert et **C. W. Lutz.** — Der Freiballon im elektrischen Felde der Erde (*Beitr. z. Phys. d. freien Atm.*, **2** (1908) 185-204).

E. Gold. — The isothermal layer of the atmosphere and atmospheric radiation (*Roy. Soc. Proc.*, A **82** (1909) 43-70).

H. Dufour. — Recherches sur la réflexion de la chaleur solaire à la surface du lac Léman (*Soc. Vaudoise Sc. Nat.*, 19 novembre 1908).

H. H. Kimball. — Eine neue Formel zur Berechnung der Solarkonstante aus pyrheliometrischen Messungen (*Monthly Weather Review*, **36** (1908) 108-110).

A. Bemporod. — Die selektive Absorption der Sonnenstrahlung in der Erdatmosphäre und ihre Änderung mit der Höhe (*Mem. Accad. dei Lincei*, V **7** (1908) 549-550).

P. Lebedew. — On the apparent dispersion of light in space (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 101-109).

W. S. Adams. — Spectroscopic investigations of the rotation of the sun during the Year 1908 (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 110-145).

H. Deslandres; A. Bernard et **J. Bosler.** — Complément et résumé des observations faites à Meudon sur la comète Morehouse (*Comptes Rendus*, **148** (1909) 805-812).

TECHNIQUE

G. W. Ritchey. — The 60-inch reflector of the mount Wilson solar observatory (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 198-210).

G. W. Pierce. — Crystal rectifiers for electric currents and electric oscillations (*Phys. Rev.*, **28** (1909) 155-187).

Ruoss. — Apparat zur Demonstration der Total-Reflexion durchsichtiger und undurchsichtiger Körper (*Zeitschr. f. physik. u. chem. Unt.*, **21** (1908) 237-240).

P. H. Eykman. — New methods of stereoscopy (*Kon. Akad. Amsterdam Proc.*, 27 mars (1909) 832-840).

H. Erfle. — Zur Brennweiten Bestimmung durch Autokollimation (*Deutsch. Phys. Gesell.*, **11** (1909) 161-166).

C. Müller. — Messung hoher Spannungen und Bestimmung des Funkenpotentials für Gross-Schlagweiten (*Ann. d. Phys.*, IV-**28** (1909) 585-620).

H. Bauer. — The regeneration of a focus tube (*Arch. of the Röntgen Rays*, 1908) 176-179).

Günther Schulze. — Über die Maximalspannung der elektrolytischen Ventilzellen (*Ann. d. Phys.*, IV **28** (1909) 787-807).

R.-G. Wallace et H.-B. Lemon. — Studies in sensitometry. III. On the evaluation of the reciprocity law, basic log and preliminary exposure (*Astroph. Journ.*, **29** (1909) 146-156).

H. Buisson et Ch. Fabry. — Dispositif pour la mesure des très petits déplacements des raies spectrales (*Compte rendus*, **148** (1909) 828-830).

M. G. Lippmann. — Épreuves réversibles donnant la sensation du relief (*Soc. Fr. Phys.*, 20 mars 1908).

E. Salmon. — Électromètre absolu à torsion (*Soc. Fr. Phys.*, 5 juillet 1908).

C. Cheneveau et **A. Laborde.** — Appareils pour la mesure de la radioactivité, d'après la méthode électroscopique (*Soc. Fr. Phys.*, 20 nov. 1908).

W.-S. Tucker. — A high potential primary battery (*Phys. Soc.*, 12 mars 1909).

E.-B. Rosa. — A new form of standard resistance (*Bull. Bur. of Standards*, **5** (1909) 445-454).

O. v. Beyer. — Eine Methode zur Vermehrung der Helligkeit und Schärfe der Interferenzstreifen an planparallelen Platten (*Deutsch. Phys. Gesell.*, **11** (1909) 118-122).

H. Lehmann. — Über einen neuen Projektionsschirm mit metallischer Oberfläche für farbige und lichtschwache Bilder (*Deutsch. Phys. Gesell.*, **11** (1909) 125-156).

Le Gérant : Pierre Auger. 64245. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Une influence des rayons du radium sur la surfusion cristalline

Par Louis FRISCHAUER

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie

Etant donné un liquide à l'état de surfusion, capable de cristalliser; on sait que sa stabilité en tant que liquide dépend, à température constante, de deux facteurs qui sont :

1° Le pouvoir cristallisant spontané de la substance, défini par le nombre de centres de cristallisation qui se forment par unité de temps dans une unité de masse;

2° La vitesse de cristallisation linéaire, c'est-à-dire la vitesse avec laquelle se propage la cristallisation dans un tube étroit, si elle a été provoquée à l'aide d'un germe.

Il y a bien d'autres facteurs qui entrent en jeu dans ce phénomène, tels que la présence de poussières, les secousses, les inégalités de densité, les courants de convection calorifique, etc.; ce sont là des causes qui font que la cristallisation semble à première vue un phénomène peu régulier et dépendant trop du hasard. Mais si l'on compare entre eux les résultats d'observations faites en nombre suffisamment grand sur une substance tout à fait pure, distribuée uniformément et protégée contre les poussières et les chocs, on trouve que la vitesse de cristallisation est une grandeur mesurable avec précision et caractéristique pour une substance donnée. En étudiant l'influence de la température sur la vitesse de cristallisation on a trouvé qu'en abaissant la température à partir du point de fusion, la vitesse débute par des valeurs faibles, augmente ensuite plus rapidement, atteint un maximum qui reste constant pendant un intervalle de température assez étendu et finit par baisser de nouveau en tendant vers zéro, ce qui a lieu notamment pour les substances polymorphes qui sont très sujettes à la « surfusion cristalline ».

Certaines observations de M. Ch. Brame[1] ayant fait conclure à un effet de la lumière sur ces phénomènes, j'ai pensé qu'une influence semblable pouvait appartenir également aux rayons des substances radioactives, dont on connaît les actions ionisantes et chimiques.

1. *C. R. Académie des Sciences*, 53-505.

Comme matière à essais j'ai choisi le soufre, parce qu'il peut être facilement obtenu par distillation sous forme de gouttelettes microscopiques qui se conservent à l'état de surfusion pendant des semaines entières, si l'on a soin d'éviter les poussières et les chocs; en effet la tension superficielle élevée du soufre liquide ainsi que la forme hémisphérique de ses gouttes font que la cristallisation ne se propage que lentement d'une goutte à l'autre par des excroissances en forme d'aiguilles qui en sortant d'une goutte viennent toucher ses voisines. Au contraire, dans le cas d'autres substances telles que le phénol, le salol ou la benzophénone (qui étant polymorphes admettent également la surfusion jusqu'à la température ordinaire), l'observation visée est rendue très difficile par la volatilité de leurs gouttes aplaties, par leur tendance à se réunir et par les progrès rapides de leur cristallisation.

Le soufre employé pour ces expériences (sulfur purissim. cryst. Merck) a dû être préalablement soumis à une longue purification, pour éliminer les traces d'impuretés goudronneuses et celles du sulfure de carbone provenant du traitement à l'usine. Une pureté aussi grande que possible est une condition essentielle pour obtenir des valeurs bien comparables des vitesses de cristallisation; ainsi M. Tamman[1], qui a étudié d'une façon détaillée la cristallisation spontanée du bétol, a trouvé qu'en ajoutant 1 pour 1000 de $C_6H_4(OCH_3)COOH$ (acide d'anis), la vitesse augmente trois fois et que la même teneur en C_2Cl_6 (perchlorure d'éthane) la fait baisser à un tiers de la valeur normale.

Dans le cas du soufre c'est surtout le SO_2 qui influence les expériences d'une manière défavorable, car toute trace provoque la formation de cristaux rhombiques. Pour carboniser les substances organiques j'ai maintenu le soufre à une ébullition modérée sans accès d'air pendant huit heures chaque fois, et ceci à deux reprises; puis je l'ai distillé de 5 à 7 fois dans le vide en ne gardant que les fractions moyennes

1. *Ztschr. f. physik. Ch.* 25 1908 472.

du distillat. Ces opérations ne prenaient fin que lorsqu'un morceau du produit de la grandeur d'un pois, évaporé sur un verre de montre, ne laissait qu'une bordure presque imperceptible de ce qu'on appelle le « soufre noir » et dont on ne connaît d'ailleurs pas exactement la composition. Les vases de verre employés pour ces manipulations ont dû être soigneusement lavés avec un mélange d'acide chromique et d'acide sulfurique, puis passés à l'eau, à l'alcool et à l'éther, car la moindre trace de graisse et même le simple contact des doigts suffit pour faire réapparaître ce « soufre noir ».

Un grain du soufre ainsi préparé était introduit dans l'espace entre un porte-objet plan et un petit verre de montre, collés ensemble avec un peu de colle à verre; en distillant plusieurs fois sur un bain à sable et en retournant chaque fois la préparation, j'obtenais sur le porte-objet une couche uniforme de gouttelettes circulaires, d'un diamètre de 54 à 90 μ; leur nombre était en moyenne de 65 par mm².

Abandonnée à elle-même, la cristallisation spontanée de ces gouttes ne se propage que lentement, quoique assez régulièrement; ainsi sur une surface de 1,2 cm² l'accroissement moyen a été d'une goutte par jour pendant la première semaine:

Nombre de jours	1	2	3	4	5	6	8
Nombre de gouttes cristallisées	0	2	2	4	5	5	8

Les gouttes trop grandes ou trop petites doivent être exclues de ces calculs; ainsi les gouttes de plus de 180 μ cristallisent en quelques minutes; il en est de même pour les gouttes doubles en forme de biscuit et de celles qui sont pollluées par des poussières ou des petits cheveux; au contraire, les gouttes de moins de 50 μ ne cristallisent que par contact. Il est intéressant de noter la forte tendance à la cristallisation des gouttes doubles en forme de ∞ qui se forment facilement par la réunion de deux gouttes circulaires sur les bords inclinés du verre de montre.

On évite leur apparition en employant des porte-objets bien plans et en les gardant toujours dans une position horizontale.

Pour étudier l'influence du rayonnement du radium, je recouvrais chacune de ces préparations, du côté du verre plan et exactement jusqu'à la moitié de celui-ci, d'un écran de plomb suffisamment épais et j'exposais le tout à l'action de 25 mgr. de bromure de radium pur, contenu dans une ampoule en verre mince de 16 mm de longueur, disposée à 6 mm du centre du dépôt de soufre. Je dois mes remerciements tout particuliers à Mme Curie pour le radium qu'elle a bien voulu mettre à ma disposition.

Il est bien entendu que chaque préparation était chauffée encore une fois immédiatement avant l'expérience pendant quelques secondes à 150°, pour éliminer les germes qui pouvaient s'être formés depuis qu'elle avait été fabriquée.

La figure 1 représente en coupe transversale un

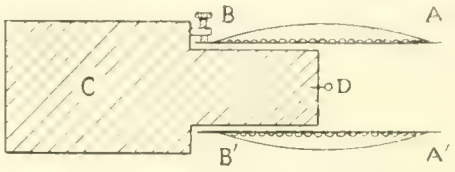


Fig. 1.

dispositif qui permettait d'exposer aux rayons du radium deux préparations à la fois. Un bloc de plomb C porte l'ampoule à radium D au moyen d'un petit crochet fixé à la surface latérale (haute de 10 mm); AB et A_1B_1 sont les deux préparations dont les parties de droite sont exposées.

Pour compter les noyaux de cristallisation formés pendant l'exposition, on plaçait ensuite la préparation sous le microscope d'une machine à diviser et on la recouvrait d'une échelle transparente divisée en rectangles de 16 × 5 mm, disposés comme l'indique la figure 2

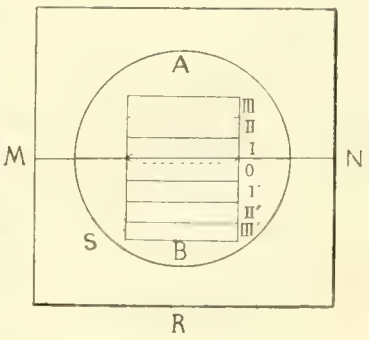


Fig. 2.

R est le porte-objet parsemé de gouttes de soufre sur la partie circulaire S; MN est la ligne médiane qui sépare la partie exposée A de la partie protégée B. La courbe pointillée indique la place de l'ampoule à radium pendant l'exposition précédente.

Dans la moitié B les rectangles I', II' et III' étaient utilisés pour compter le nombre moyen de gouttes transformées en cristaux spontanément, c'est-à-dire sans l'action du radium; dans la partie A c'étaient les rectangles I, II et III qui étaient examinés séparément; leurs distances à l'ampoule étaient respectivement de 6·2, 7·5 et 9·6 mm. On ne faisait pas entrer dans les calculs le rectangle 0 limitrophe à la partie exposée, car l'expérience avait montré que ce champ était un peu influencé par les rayons obliques traversant une partie de l'épaisseur de l'écran et aussi parce que les foyers de cristallisation formés en I s'étendaient souvent jusqu'en 0.

Après une exposition de 5 heures on pouvait déjà observer presque dans tous les cas un accroissement des noyaux dans le rectangle I. Dans un jour ou deux

leur nombre était environ le double du nombre moyen relatif à un des rectangles de la moitié B et l'accroissement se propageait aussi vers les bords du dépôt, c'est-à-dire dans l'intérieur des rectangles II et III.

La table suivante indique en valeurs moyennes le nombre de noyaux observés dans une préparation après un temps d'exposition de 15 heures à 4 jours :

Durée de l'exposition :	15 h.	1 j.	2 j.	4 j.
Nombre de noyaux observés en I	0,8	1,5	4,0	7,4
II	0,8	1,4	5,4	7,0
III	0,5	0,6	1,8	4,2
Moyenne de la partie A (I II III)	0,6	1,1	3,0	6,2
B (I′ II′ III′	0,4	0,6	1,4	2,2
Excès de la partie A. .	0,2	0,5	1,6	4,0
Excès % (q).	50	85	114	182

La dernière ligne donne les quotients des excès dans A par la moyenne de B ; c'est-à-dire les valeurs de ces excès si l'on pose égal à 100 le nombre de noyaux formés après chaque temps t dans la moitié B.

Voici une table plus complète de ces quotients q pour les différents temps d'exposition t :

(Moyennes de plusieurs expériences) :

$t =$	5 h.	6 h.	9 h.	15 h.
$q =$	0 à 15	15 à 24	24 à 52	50 à 60

$t =$	1 j.	2 j.	3 j.	4 j.	28 j.
$q =$	80	114	157	182	590

Les valeurs relatives aux temps courts sont mal définies et varient considérablement pour plusieurs expériences consécutives, en raison du petit nombre de noyaux formés et de la faible étendue de la zone influencée ; mais pour des temps supérieurs à 15 heures les mesures répétées donnent des résultats bien concordants.

On remarquera que les valeurs des excès augmentent d'abord rapidement avec le temps d'exposition, puis, à partir de 2 ou 3 jours, d'une façon plus lente. Les rectangles I et II réagissent beaucoup plus énergiquement et plus régulièrement que le rectangle III dans lequel le diamètre de gouttes est souvent inférieur à la valeur limite de 54 μ.

Indépendamment de l'accroissement du nombre des noyaux formés on observe généralement en A à partir du deuxième jour une propagation plus rapide de la cristallisation de goutte à goutte, de sorte qu'à la fin du quatrième jour le nombre total des gouttes cristallisées en A est de 3 à 5 fois plus élevé qu'en B. Toutefois le second phénomène dépend aussi d'autres circonstances ; par exemple de la vitesse de croissance plus ou moins grande que possèdent les différentes espèces de cristaux polymorphes qui se forment, de la disposition plus ou moins serrée des gouttes et aussi du temps plus ou moins long pendant lequel a duré la chauffe précédente ; par conséquent on a quelquefois des résultats plus élevés pour une exposition courte que pour une longue.

Après 28 jours d'exposition la partie A de la préparation accusait un nombre presque 5 fois plus grand de centres de cristallisation et un nombre 11 fois plus grand de gouttes cristallisées que la partie B ; cependant, même dans le voisinage immédiat du radium, un certain nombre de gouttes conservaient encore leur transparence. Mais après une chauffe de 6 heures à 70° j'ai trouvé que toutes les gouttes en A avaient cristallisé sans exception, alors que la formation de cristaux en B n'avait fait que des progrès médiocres. Une exposition de 4 semaines avait donc influencé toutes les gouttes du soufre, mais tous les germes formés ne s'étaient pas développés ; l'échauffement à 70° en augmentant la vitesse de croissance (sans produire de noyaux nouveaux) a suffi pour provoquer le développement des germes restés latents.

Je me suis proposé également d'examiner l'action de l'émanation du radium sur ces phénomènes. J'ai employé pour cela un petit cylindre de verre (fig. 3). On introduisait un petit morceau de soufre dans la partie A et on faisait le vide dans le cylindre ; ensuite, en chauffant fortement la partie A dans un bain de sable, on formait un dépôt de gouttelettes sur les parois intérieures. On déterminait sous le microscope la zone BC dans laquelle les gouttes avaient le diamètre (54 à 90 μ) convenable aux expériences ; puis, on introduisait dans le cylindre, de la façon habituelle, une quantité d'émanation, non desséchée, formée par une solution de 50 milligrammes de $RaBr_2$ accumulée pendant quatre jours.

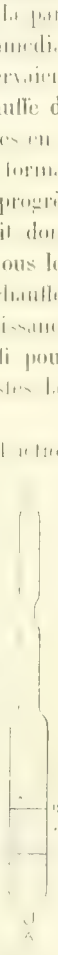


Fig. 3.

Après un jour on ne pouvait encore constater aucun changement notable, mais, après avoir conservé le cylindre pendant huit jours dans une position couchée, on constata un excès considérable de cristaux dans la moitié inférieure. Une chauffe de six heures à 70° fit cristalliser toutes les gouttes de cette moitié alors que celles de la moitié supérieure restèrent claires pour la plupart.

Il semble donc que l'action observée soit due moins aux rayons α de l'émanation qu'à l'activité induite qui s'était déposée de préférence sur la moitié inférieure, sous l'influence de la vapeur d'eau répandue dans le cylindre, et avait provoqué ainsi la formation de centres de cristallisation.

Pour établir si le phénomène étudié était influencé également par des rayons privés de charge électrique, j'ai exposé pendant vingt heures aux rayons Rœntgen une préparation de soufre recouverte à moitié d'un écran de plomb, à une distance de 3 centimètres de la source des rayons. Je n'ai pu constater aucune dif-

férence entre les deux moitiés, relativement au nombre des cristaux.

Il est probable que d'une façon analogue les rayons γ du radium sont sans action sur la transformation cristalline. Les effets nouveaux observés seraient alors dus aux rayons β du radium, car les rayons α étaient complètement arrêtés dans mes expériences par le verre de 0,9 mm d'épaisseur qui recouvrait la préparation.

Je me réserve de communiquer plus tard les résultats d'autres expériences, actuellement en cours, concernant l'action des rayons du radium sur la phase instable d'éléments allotropes et sur des solutions sursaturées.

[Reçu le 11 mai 1909.]

Sur la valeur la plus probable de la charge atomique

Par M. MOULIN

[Laboratoire de Physique générale de l'Ecole de Physique et de Chimie de Paris.

La mesure directe de la charge atomique (e) par la méthode de condensation de la vapeur d'eau sur les ions (J.-J. Thomson, H.-A. Wilson [1], Millikan et Begeman [2]), la détermination de la charge ($2e$) de la particule α (Rutherford et Geiger [3]) et la détermination du nombre N de molécules que contient la molécule gramme d'une substance quelconque, basée sur l'étude du mouvement brownien (J. Perrin) [4], constituent trois méthodes entièrement différentes qui permettent d'atteindre les grandeurs moléculaires d'une manière relativement précise.

Ces trois méthodes fournissent pour e des nombres très voisins. La méthode de H.-A. Wilson perfectionnée par MM. Millikan et Begeman a donné des valeurs oscillant autour de $4{,}05.10^{-10}$ U. E. S.; MM. Rutherford et Geiger ont trouvé $4{,}65.10^{-10}$, et, d'autre part, M. Perrin obtient $4.1.10^{-10}$.

Ces deux dernières méthodes semblent devoir fournir les résultats les plus précis. Bien que du même ordre, les valeurs auxquelles elles conduisent présentent cependant entre elles un écart de 15 pour 100 et il est intéressant de se demander laquelle il convient d'adopter.

On sait que l'on peut calculer à partir de N ou de e et du nombre de particules α lancées par seconde par 1 gramme de radium ($3{,}4.10^{10}$) — dont la détermination par la méthode électrique de Rutherford et Geiger semble susceptible d'une grande précision — différentes données radioactives que l'on peut ensuite comparer à l'expérience. M. Rutherford a effectué ces calculs à partir de la charge atomique $4{,}65.10^{-10}$ U.E.S. qui fournit, pour N, 62.10^{22}. J'ai reproduit ses résultats dans le tableau ci-dessous, et j'y ai ajouté les valeurs correspondantes calculées à partir du nombre N de M. Perrin ($N = 70{,}5.10^{22}$; e $4{,}1.10^{-10}$). Les résultats de l'expérience figurent dans la dernière colonne.

Quantités	Calcul $e = 4{,}65.10^{-10}$	Calcul $e = 4{,}1.10^{-10}$	Observé
Période de transformation du radium. .	1750 ans	2000 ans	2000 ans (Boltwood)
Volume d'hélium dégagé par jour par 1 gramme de radium en équilibre avec ses descendants immédiats	$0{,}425^{mm3}$	$0{,}574^{mm3}$	$0{,}57^{mm3}$ Dewar
Volume d'émanation en équilibre avec 1 gramme de radium	$0{,}585^{mm3}$	$0{,}518^{mm3}$	»
Chaleur dégagée par 1 gramme de radium en équilibre avec ses descendants immédiats . . . . . Calories-gramme par heure.	118	105	100 à 110

Les nombres calculés ont été augmentés de 5 % pour tenir compte de la chaleur dégagée par les rayons β et par l'effet de recul des atomes résiduels.

La comparaison des valeurs calculées et observées est nettement en faveur du nombre de M. Perrin et l'accord est d'autant plus remarquable que ce nombre a été déterminé indépendamment des phénomènes de radio-activité.

La charge trouvée par MM. Rutherford et Geiger

1. *Société Française de Chimie-Physique* (séance du 21 Avril 1909).

1. Voir *Ions, Electrons, Corpuscules*. Société de Physique.
2. *Amer. Phys. Soc.*, Chicago, 1908.
3. *Le Radium*, septembre 1908.
4. *C. R.*, **146** 1908, 967, **147** (1908) 594, et *Revue du Mois*, novembre 1908.

serait donc un peu trop grande. Leurs résultats oscillaient d'ailleurs entre 4,3 et 5.10^{-10}. La méthode de M. Perrin est susceptible d'une précision illimitée; la seule cause d'erreur systématique possible pourrait porter sur la détermination de la densité des granules et il serait peut-être bon de reprendre les expériences avec un liquide intermicellaire de densité différente de celle de l'eau; l'on obtiendrait une deuxième équation permettant d'éliminer la densité des granules.

Dans leurs expériences de détermination de la charge des particules α, MM. Rutherford et Geiger ont employé une couche du radium C déposée au fond d'une petite capsule et qui envoyait une partie seulement de ses particules α sur le conducteur relié à l'électromètre.

Pour calculer la fraction de particules reçues, il fallait admettre que la forme de la capsule était parfaitement connue, et que la couche de radium C était bien uniforme. Le dépôt d'activité induite était effectué en introduisant de l'émanation dans la capsule renversée sur la cuve à mercure et, d'après les expériences de Mme Curie sur la chute de l'activité induite[1], il est fort probable que le dépôt ne devait pas être uniforme.

Les valeurs qui semblent actuellement les plus probables pour la charge atomique et pour N sont donc :

$$e = 4.1.10^{-10} \text{ U.E.S.} \quad \text{et} \quad N = 70.5.10^{22}.$$

(Reçu le 20 mai 1909.)

Sur le radium et l'uranium contenus dans les minéraux radioactifs

Par ELLEN GLEDITSCH

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.]

Il est généralement admis qu'il existe dans les minéraux radioactifs un rapport constant entre l'uranium et le radium. Des recherches de nature différente ont concouru à ce résultat. M. Mc. Coy[1] a déterminé l'intensité des rayons α et M. Eve[2] l'intensité des rayons γ, émis par des minéraux dans lesquels l'uranium était préalablement dosé. En tenant compte des propriétés des rayons émis par le radium et ses produits de destruction, ils ont conclu que le rapport entre l'uranium et le radium était constant. D'autre part, M. Strutt[3] et M. Boltwood[4] ont déterminé la quantité de radium contenue dans les minéraux en mesurant la quantité d'émanation dégagée. L'étude la plus approfondie est celle de M. Boltwood. Il a dosé l'uranium dans un grand nombre de minéraux; ensuite, il a attaqué une petite quantité de minéral par des acides; l'émanation qui s'est dégagée pendant cette attaque a été introduite dans un condensateur, où l'ionisation qu'elle provoque a pu être mesurée après deux ou trois heures. Enfin, en comparant cette ionisation avec celle produite par l'émanation dégagée d'une solution titrée de radium par MM. Boltwood et Rutherford[5] ont pu donner en valeur absolue la quantité de radium en équilibre avec 1 gramme d'uranium dans les minéraux radioactifs. Ce nombre est 3.4×10^{-7}.[6].

La concordance des résultats obtenus pour des minéraux très différents au point de vue de la provenance et de la composition, et aussi la confirmation par les travaux déjà cités de MM. Mc. Coy, Eve et Strutt, ont donné une très grande confiance dans les résultats de M. Boltwood, bien qu'on puisse faire des objections contre la méthode employée[5]. Ainsi M. Boltwood a dû faire une correction pour le dégagement de l'émanation perdue par les minéraux avant leur dissolution, une correction qui est quelquefois assez grande. Ensuite on se demande si toute l'émanation, contenue dans un minéral, peut être mise en liberté au moment de la dissolution. On pourrait penser par exemple que, dans un minéral qui contient des sulfures, il se formerait par l'attaque de l'acide azotique des sulfates de baryum et de plomb, qui précipiteraient le sulfate de radium et causeraient ainsi une perte d'émanation.

La question sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux étant d'une très grande importance, j'ai entrepris dans le laboratoire de Mme Curie quelques recherches sur ce sujet. La te-

1. Mc Coy, *Ber. d. Chem. Ges.*, **37** (1908) 2641.
2. A. S. Eve, *Am. Journ. Scien.*, IV-**22**-477.
3. Strutt, *Proc. Royal Soc.*, A **76** (1905) 88.
4. B. B. Boltwood, *Am. Journal of Science*, **18**, n° 104, *Phil. Mag.*, avril 1905.
5. Rutherford et Boltwood, *Am. Journal of Science*, **21**, juin 1906.

1. Mme Curie, *C. R.*, **145** (1907) 477, et *Le Radium* 4 (1907), p. 582.
2. Boltwood, *Am. Journ. of Science*, **25**, avril 1908.
3. Cette objection a été faite aussi par M. Boltwood lui-même, *Am. Journ. of Science*, **18**, n° 104.

neur en radium a été déterminée par une méthode, qui diffère des précédentes par le fait qu'elle permet de séparer le radium du minéral et de le doser à part.

Voici en quoi consiste la méthode : On met en solution une quantité relativement grande du minéral, de 40 à 100 grammes, on y ajoute un peu de chlorure de baryum et on précipite à l'aide de l'acide sulfurique. Le précipité formé, qui contient des sulfates de baryum et de radium, éventuellement du plomb, est séparé par filtration, et une nouvelle quantité de chlorure de baryum est introduite dans la dissolution et ensuite précipitée par l'acide sulfurique. J'ai précipité ainsi à plusieurs reprises jusqu'à ce que les sulfates ne soient plus actifs ou ne contiennent qu'une quantité de radium tout à fait négligeable. En travaillant avec soin et en prenant les précautions qui conviennent à chaque minéral, on arrive le plus souvent à avoir à peu près tout le radium dans le premier précipité.

On transforme les sulfates obtenus en carbonates en les faisant bouillir avec un mélange de carbonate de sodium et de la soude; la soude enlève une grande partie du plomb et facilite la filtration. Les carbonates sont ensuite dissous dans l'acide chlorhydrique étendu et dans les solutions ainsi obtenues, j'ai dosé le radium par l'émanation dégagée, d'après la méthode employée actuellement au laboratoire.

Quelques minéraux donnent, quand on les traite par des acides, des résidus insolubles contenant une partie de l'activité. J'ai traité de tels résidus à part, d'après les différentes méthodes d'attaque, jusqu'à ce que j'aie eu tout en solution, ou un résidu très petit et non actif.

Après la précipitation du radium, j'ai dosé l'uranium dans les solutions des minéraux d'après les méthodes spéciales à chacun d'eux.

J'ai déterminé ainsi le radium et l'uranium dans une pechblende de Joachimsthal, une autunite de France et une thorianite de Ceylan. Quand j'ai ensuite calculé le rapport radium-uranium, j'ai trouvé qu'il n'est pas constant pour ces trois minéraux. Je donnerai plus tard les détails de mes analyses et des nombres obtenus pour les différents minéraux; je me borne à dire maintenant que je trouve pour la pechblende un nombre qui ne diffère pas beaucoup de celui indiqué par M. Boltwood. Pour l'autunite, je trouve un nombre plus petit; pour la thorianite, un plus grand, la quantité de radium associée à un gramme d'uranium étant par conséquent plus petite dans l'autunite, plus grande dans la thorianite.

Pour l'autunite, un phosphate double d'uranium et de calcium, on peut objecter que c'est un minéral secondaire formé peut-être d'un minéral radioactif primaire par différentes attaques géologiques. On peut se rappeler qu'il a été démontré que certaines pyromorphites, qui ne contiennent pas d'uranium, contiennent du radium[1] en quantité notable, fait qui a été expliqué comme une séparation chimique provoquée par les eaux.

Il semble plus difficile d'expliquer la différence entre la pechblende et la thorianite.

Je suis en train d'examiner de plus près la méthode pour me rendre compte s'il y a là des raisons qui puissent expliquer la différence entre les résultats obtenus par M. Boltwood et les miens. J'ai également étendu mes recherches à d'autres minéraux.

(Reçu le 5 juin 1909.)

Europium, gadolinium, terbium, dysprosium, neoytterbium et lutécium[2]

Par G. URBAIN

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Chimie.)

Il m'est impossible d'entrer ici dans le détail de recherches qui ont été l'objet d'environ 15 années de travail et je dois me borner à en donner un aperçu. Je m'efforcerai d'exposer aussi simplement que possible les idées qui m'ont guidé et les principaux résultats que j'ai obtenus.

Il y a une quinzaine d'années, surtout après les principales recherches de Sir William Crookes, un talent et à la hardiesse duquel je tiens à rendre hommage, bien que nos conclusions soient diamétralement opposées, le groupe des Terres Rares, et plus spécialement des Terres Yttriques, était considéré comme composé d'une infinité de corps. Il semblait

1. Dassi, *C. R.*, **140**, 250.

2. Communication faite au Congrès de Chimie appliquée de Londres, le 28 Mai 1909.

que l'on dût renoncer à isoler chacun d'eux et se borner à observer de nouveaux caractères servant à la définition d'éléments nouveaux.

Toute recherche faite en vue de déterminer l'individualité d'un élément comprend une partie chimique relative à la séparation des corps et une partie physico-chimique relative aux mesures qui permettent de spécifier les éléments. Pour séparer des éléments qui jouissent de propriétés chimiques aussi semblables que les Terres Rares, on dispose seulement de méthodes qui rappellent les distillations fractionnées employées en chimie organique pour séparer des corps de même fonction chimique. Mais comme les Terres Rares ne donnent de composés volatils qu'à des températures pratiquement inaccessibles, on a recours soit aux précipitations, soit aux cristallisations fractionnées.

J'ai renoncé dans la mesure du possible aux précipitations fractionnées, à cause des manipulations multiples qu'elles nécessitent; et j'ai fait principalement des cristallisations fractionnées en m'adressant de préférence à des sels très solubles. Pour ce genre d'opérations qui doivent être répétées des milliers de fois avant de donner des résultats satisfaisants, les sels, qui comme les nitrates fondent dans leur eau de cristallisation, sont, pour des raisons d'ordre pratique, ceux qui conviennent le mieux. Encore faut-il s'assurer que la méthode préconisée promet d'être efficace.

Pour éviter les poussières, il y a avantage à faire ces cristallisations dans des ballons. Il faut choisir de bons verres comme ceux d'Iéna ou de Krasna. Les fioles doivent être au maximum à moitié pleines pour permettre le jeu des dilatations et éviter les ruptures. Après chaque cristallisation, les eaux mères doivent avoir été réduites à un minimum. Décantations, dissolutions et concentrations sont alors les seules opérations nécessaires; elles sont très simples et les dernières peuvent être menées en séries en chauffant simultanément un grand nombre de fioles sur une plaque métallique chauffée. Cette technique avait été antérieurement préconisée par E. Demarçay. Au début on emploie de grands ballons, mais il est dangereux d'employer des ballons de plus d'un litre. A la fin des traitements, on en emploie de tout petits. Ceux dans lesquels j'ai obtenu le lutécium avaient une capacité de 20 centimètres cubes. A une certaine époque, j'ai eu dans mon laboratoire plus de 500 fioles à l'intérieur desquelles se produisaient des cristallisations. Toutes subissaient une série de cristallisations dans une demi-journée. Nous pouvions faire, mes aides et moi, deux séries de cristallisations journalières et l'ensemble de tout le travail a dépassé deux cent mille cristallisations.

Voici en deux mots le mode opératoire : supposons que le fractionnement en vue d'isoler un corps comprenne 15 fractions, numérotées par ordre de solubilité. Le n° 1 est le terme le moins soluble et le n° 15 le terme le plus soluble. Les eaux mères du n° 15 sont décantées dans une 16e fiole, les eaux mères du n° 14 sont décantées dans la fiole n° 15. Les cristaux de la fiole n° 15 sont ensuite dissous dans ces eaux mères de la fiole 14 et ainsi de suite. Du dissolvant pur est mis constamment dans la fraction n° 1 qui finit par s'annuler; la fraction de tête porte alors le n° 2; mais quand la fiole n° 16 a reçu suffisamment d'eaux mères pour qu'on en puisse faire cristalliser le contenu, on met en jeu une 17e fiole. De la sorte le nombre des fractions demeure constant. Il y a avantage, pour éviter d'inutiles concentrations, à faire toutes les fractions égales en volume. Le nombre des fractions nécessaire dépend de l'efficacité de la méthode et lui est inversement proportionnel.

Des traitements doivent avoir été faits préalablement pour classer les corps en groupes. Dans mon principal travail sur les terres de la monazite qui a exigé 500 kilogrammes de matières premières, les premiers gros traitements avaient été faits industriellement. C'étaient les terres yttriques à peine connues qui m'intéressaient et il fallait en séparer des quantités considérables de terres du groupe cérique : cérium, lanthane, praséodyme, néodyme et samarium. D'autre part, les terres yttriques ne renfermaient pas moins de 80 pour 100 d'yttrium dont il fallait se débarrasser. La nécessité de partir de telles quantités de matière s'explique lorsque l'on songe que certaines de ces terres : europium, terbium, lutécium, sont d'une grande rareté dans les terres rares elles-mêmes. D'après mes calculs, les terres yttriques de la monazite renferment moins de un deux cent-millième d'europium, et j'ai pu cependant, en poursuivant très méthodiquement les traitements, isoler cet europium presque quantitativement.

Cette partie du travail fut la clef de voûte de l'ensemble. Elle a été faite en collaboration avec M. H. Lacombe. Nous sommes arrivés à séparer rigoureusement l'europium du samarium de la façon suivante :

Nous avons trouvé que le nitrate de bismuth donne avec les nitrates de la série magnésienne des sels complètement isomorphes avec les nitrates doubles que donnent les nitrates des terres rares avec les nitrates de la série magnésienne :

$$2\,M(NO_3)_3,\,3\,Mg(NO_3)_2,\,24\,H_2O.$$

M est soit du bismuth, soit l'une des terres : *Ce*, *La*, *Nd*, *Pr*, *Sm*, *Eu*, *Gd*, *Tb*.

Après quelques tâtonnements, nous avons trouvé que, par la solubilité de son nitrate double, Eu se place entre *Sm* et *Eu*.

L'isomorphisme qui est le principal obstacle à la

séparation des terres rares nous a servi, cette fois, à les séparer.

Les mélanges à l'état de nitrates magnésiens étaient additionnés d'un grand excès de nitrate magnésien de bismuth; puis fractionnés méthodiquement. *Ce*, *La*, *Pr*, *Nd*, *Sm*, cristallisent les premiers, le bismuth cristallise ensuite, rejetant *Eu*, *Gd*, etc., vers les queues. Quand la fraction de cœur ne renferme plus que du bismuth, le samarium est séparé quantitativement de l'europium; il ne reste plus qu'à éliminer le bismuth, ce qui est facile avec H^2S, les terres rares ne précipitant pas par ce réactif.

Le bismuth sert ainsi d'élément séparateur. S'il y avait d'autres éléments usuels isomorphes avec les terres rares, cette méthode pourrait être généralisée; malheureusement le bismuth est seul dans ce cas. Et, fait très remarquable, tous les sels de bismuth isomorphes avec les terres rares — ils sont nombreux — se placent par leur solubilité au même endroit de la série, de sorte que l'idée de couper de même la série en quelque autre point a bien peu de chances de succès.

Cette remarque me paraît être l'indication d'une grande loi naturelle sur la solubilité des éléments d'une même série. J'ai constamment observé que, quelle que soit la méthode de cristallisation employée, les terres rares se classent dans le même ordre :

Lantane	*La*	139,0	
Cérium	*Ce*	140,25	
Praséodyme	*Pr*	140,6	
Néodyme	*Nd*	144,5	
Samarium	*Sm*	150,4	
Europium	*Eu*	152,0	
Gadolinium	*Gd*	157,5	
Terbium	*Tb*	159,2	
Dysprosium	*Dy*	162,5	
Holmium	*Ho*	162,5	167
Yttrium	*Y*	89,0	
Erbium	*Er*	167	
Thulium	*Tm*	168,5	
Néoytterbium	*Ny*	172	
Lutécium	*Lu*	174	

Si l'on en excepte l'yttrium, cet ordre est celui des poids atomiques croissants. Si cette loi n'a point semblé évidente avant mes recherches, c'est qu'avec certains sels la série se replie sur elle-même comme font les rayons dispersés du spectre dans les cas de dispersion anomale.

C'est par des cristallisations de sels divers, parmi lesquels les éthylsulfates, les nitrates doubles de la série magnésienne et les nitrates simples à 5 molécules d'eau ont joué le plus grand rôle que je suis arrivé à isoler les uns des autres les éléments qui forment le cœur de la série : *Sm*, *Eu*, *Gd*, *Tb*, *Dy*. Non seulement j'ai pu les définir, d'une façon rigoureuse, par la description de leurs spectres et la détermination de leurs poids atomiques, mais encore j'ai établi l'invariabilité de ces caractères et j'ai montré qu'il ne pouvait exister entre eux aucun autre élément en proportion sensible.

En prenant la série yttrique par l'autre bout, j'ai montré récemment que l'ytterbium est un mélange de poids atomiques et de spectres variables et j'en ai pu isoler un nouvel élément : le lutécium. Quarante jours après moi, M. Auer publiait des données numériques semblables aux miennes.

Tel est l'exposé sommaire des principaux résultats que j'ai apportés à la chimie des terres rares, la découverte de deux éléments, le lutécium et le néoytterbium, la description complète de quatre autres : l'europium, le gadolinium, le terbium et le dysprosium. Ce travail a fait figurer dans la table internationale des poids atomiques 4 éléments : europium, dysprosium, lutécium et néoytterbium qui ont acquis de la sorte une existence officielle dans la science internationale.

Ce qui précède pourrait passer à la rigueur pour de la chimie pure. Mais les méthodes physico-chimiques d'investigation tiennent dans cette recherche une telle place que j'ai pensé qu'il y avait lieu de l'exposer dans la section de chimie physique de ce congrès.

Il ne suffit pas de fractionner des mélanges et de déterminer des poids atomiques pour aboutir dans une semblable question. On ne saurait faire ainsi qu'une première approximation, parce que les poids atomiques de deux éléments voisins ont parfois des valeurs presque identiques. D'autre part le seul caractère des poids atomiques est insuffisant.

Toutefois, je me suis préoccupé de faire dans cet ordre d'idées des mesures très précises. En portant en abscisses les numéros d'ordre des fractions et en ordonnées les poids atomiques, les courbes que l'on obtient au début d'un fractionnement sont très continues et régulièrement ascendantes ou descendantes. Quand les séparations sont plus avancées, on observe dans les courbes des indications de paliers horizontaux qui se précisent ensuite. Lorsque plusieurs fractions consécutives ont dans les limites des erreurs de mesure le poids atomique, ces paliers correspondent généralement à des corps purs. Mais ils peuvent correspondre aussi à des mélanges : Dans les distillations fractionnées, il y a des mélanges liquides qui distillent à température constante; dans les cristallisations fractionnées on peut observer des mélanges indédoublables; j'en ai donné quelques exemples et fait une courte théorie du phénomène.

J'ai dû étudier systématiquement les divers caractères spectraux des paliers de poids atomiques constants, suivant chaque caractère dans les fractions successives. Tout d'abord je me suis heurté à des difficultés de toutes sortes :

Les terres rares, comme tous les éléments chimiques, donnent au moins 5 genres de spectres :

Spectres d'émission;

Spectres d'absorption;

Spectres de phosphorescence.

Les données des divers auteurs étaient très incomplètes et souvent contradictoires. En général, chaque auteur s'était borné à l'observation d'un seul genre de caractères spectraux et attribuait à un nouvel élément tout nouveau caractère spectral qu'il observait. Un élément pouvant donner à lui seul ces trois genres de spectres, chaque élément pouvait, de la sorte, avoir été découvert au minimum 3 fois. La chimie des terres rares fut ainsi encombrée d'éléments désignés provisoirement par des lettres X, Y, Z, G.... Les alphabets romains et grecs n'y suffisaient pas. Et cela donnait l'impression d'un fourmillement d'éléments inaccessibles.

D'autre part, le spectre d'un élément n'est jamais un bloc invariable comme on l'a cru longtemps. L'intensité soit des bandes, soit des lignes peut changer notablement sous des influences très variées, de sorte que l'on avait été jusqu'à admettre que les diverses bandes d'un spectre caractérisaient autant d'éléments distincts. Si l'on remarque, en outre, que les spectres des terres rares sont toujours très riches et parfois extrêmement sensibles, on pourra se faire une idée approximative de la difficulté du problème.

Chaque spectre a donc été l'objet d'une étude systématique et j'ai dû étudier les différentes techniques qui ont été proposées et qui donnent parfois — pour un spectre d'émission, par exemple — des résultats très différents. Les spectres d'arc sont différents des spectres d'étincelle. Les spectres d'étincelle peuvent acquérir des physionomies très différentes, suivant la capacité et la self-induction du circuit d'excitation. Enfin, lorsqu'un corps est à l'état de traces, son spectre diffère, en général, de ce qu'il est lorsqu'il est à l'état de masses.

Les spectres d'absorption varient avec l'acidité, la concentration des dissolutions et la température.

Toutefois les spectres d'émission et d'absorption ont une intensité qui reste sensiblement proportionnelle aux masses qui leur donnent naissance. Les spectres d'émission sont seulement plus sensibles que les spectres d'absorption.

Grâce à cela, on peut voir si deux spectres (l'un d'émission, l'autre d'absorption) appartiennent à un même élément. Ils subissent, à cause des différences de sensibilité, le même décalage, en deçà et au delà, du palier de poids atomique constant le long duquel ils restent constamment identiques à eux-mêmes avec leur maximum d'éclat.

Pour les spectres de phosphorescence, il n'en est pas de même. Cette partie de mes recherches spectrographiques a été la plus pénible.

La phosphorescence est une propriété de la matière diluée.

Ce sont les mélanges à quelques centièmes de matières actives — de phosphorogène, comme on dit actuellement — qui, dans le vide et sous l'influence des rayons cathodiques, deviennent les plus lumineux.

Au delà et en deçà de cet optimum, soit que dans le mélange la proportion du phosphorogène augmente ou diminue, les phosphorescences s'affaiblissent. Elles disparaissent en général bien avant que l'on ait atteint les corps purs.

J'ai vérifié le fait[1] en diluant ces corps purs, non phosphorescents dans les corps voisins et également non phosphorescents. Le travail d'analyse se doublait ainsi d'un travail de synthèse qui le complétait.

Cette étude systématique m'a permis d'observer que non seulement la phosphorescence cathodique globale d'un élément dilué en proportions croissantes dans un autre passait par un maximum, mais encore que la plupart des bandes d'un même spectre admettaient des optima lumineux particuliers.

En somme, la loi qui règle la phosphorescence des mélanges solides est la suivante :

Dans tout système phosphorescent binaire dont on fait varier les teneurs relatives en phosphorogène et en diluant on constate :

1° *Que chaque bande de phosphorescence passe par un optimum.*

2° *Que les optima des différentes bandes ne coïncident pas nécessairement, bien qu'ils correspondent toujours à des proportions relativement faibles du phosphorogène.*

Cette loi donne la clef des phénomènes que l'on observe et qui peuvent se résumer ainsi :

1° Les paliers de corps purs ne sont pas phosphorescents;

2° Les mélanges intermédiaires sont généralement phosphorescents et, d'une fraction à l'autre, la couleur et le spectre de la phosphorescence subissent des modifications progressives et régulières.

Ces dernières donnent l'illusion d'une séparation de plusieurs terres phosphorescentes; mais cette illusion ne résiste pas aux expériences de synthèse faites avec les corps purs mélangés en différentes proportions; car on ne saurait admettre qu'en mélangeant deux corps on en ait séparé les constituants.

J'ai par un très grand nombre d'expériences établi d'une façon qui me paraît irréfutable l'exactitude de ces vues. Elles sont en contradiction formelle avec la séduisante interprétation que sous le nom de *Théorie des méta-éléments*, Sir William Crookes a donnée des magnifiques phénomènes, dont la découverte lui est due. Mes expériences ont précisé dans la plupart des cas le sens des résultats obtenus par Sir William

1 Consulter à ce sujet les travaux déjà anciens de M. Lecoq de Boisbaudran qui a publié aux *C. R.* 56 notes sur la fluorescence des solides.

Crookes. La chimie des terres rares y a gagné en simplicité ce qu'elle a perdu en séduction.

Les recherches dont je viens de vous entretenir en tirant seulement les idées directrices m'ont conduit aux conclusions suivantes :

1° Les éléments S_1 de Sir William Crookes, Z_1 et Z de M. Lecoq de Boisbaudran sont réellement identiques à l'europium de Demarçay.

Cet élément possède un spectre d'émission, un spectre d'absorption, un spectre de phosphorescence qui se manifeste seulement quand on mélange les dérivés de l'europium avec des diluants convenables.

Le poids atomique de l'europium est Eu = 152.0.

2° L'élément victorium de Sir William Crookes est identique au gadolinium. Cet élément présente également les trois genres de spectres.

Son poids atomique est Gd = 157.5.

3° Les éléments Γ de Demarçay, Z_1 et Z de M. Lecoq de Boisbaudran, G_1 ionium et incognitum de Sir William Crookes sont identiques au terbium entrevu par Mosander et qui n'a pu être isolé et décrit rigoureusement que 60 ans plus tard.

Son poids atomique est Tb = 159.2.

4° Les éléments Δ de Demarçay, Z_1 et Z_2 de M. Lecoq de Boisbaudran, G_1 de Sir W. Crookes, X_1 de MM. Exner et Haschek sont identiques au dysprosium de M. Lecoq de Boisbaudran.

Son poids atomique est Dy = 162.5.

5° L'ytterbium de Marignac est un mélange d'au moins deux Eléments. J'ai pu caractériser l'un d'eux de poids atomique 174 environ par un spectre de lignes et un spectre de bandes : c'est le lutécium. J'ai appelé le reste de l'ancien ytterbium : néoytterbium. Son poids atomique moyen est 172 ; mais je n'ai pas encore pu obtenir la constance et j'ai observé de telles variations dans son spectre de bandes que je suis enclin à le considérer lui-même comme un mélange de deux éléments.

[Reçu le 6 mai 1909.]

Mesure absolue d'une résistance en unités électrostatiques

Par A. HURMUZESCU

[Laboratoire de Physique de l'Université de Jassy.]

La notion de la résistance électrique est rencontrée pour la première fois dans le chapitre de l'électricité en mouvement, due à la décharge. Elle fait son apparition en même temps que l'idée du courant électrique, et cela, d'une manière très naturelle, puisque la valeur du courant dépend de la nature et des dimensions du canal-circuit, qu'il parcourt.

Cette notion de résistance reste pourtant bien abstraite, tant qu'elle n'est pas appuyée par une expérience.

Dans les cours classiques d'électricité, il y a bien l'indication des méthodes théoriquement imaginées, mais il n'y en a aucune pratiquement réalisable.

Il y a donc une certaine difficulté à se familiariser avec une notion purement abstraite, à se représenter son sens physique et ses dimensions, tant qu'on ne peut la mesurer par une expérience.

Nous croyons être utile à l'enseignement en donnant la méthode suivante facile à réaliser pour la démonstration et même pour les mesures ; le principe en est le suivant : un système électrique chargé à un potentiel V, sa capacité étant C, la quantité d'électricité qu'il possède est $Q = CV$, déchargeons-le à travers une résistance R, le courant qui se forme ainsi enlève dans un temps dt, la quantité d'électricité dQ, mais pendant le même temps, faisons diminuer la capacité de dC, de sorte que le potentiel V reste constant, alors $dQ = VdC$.

I étant l'intensité du courant ainsi formé

$$I = \frac{dQ}{dt}$$

La loi d'Ohm nous donne

$$I = \frac{V}{R} \text{ ; d'où } \frac{V}{R} = \frac{dQ}{dt} = \frac{VdC}{dt}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{dC}{dt}$$

On peut obtenir la valeur de R dans tout système qui nous donnera la variation de la capacité par rapport au temps, en valeur absolue.

Un système pratique qui se prête bien à l'expérience, c'est un condensateur cylindrique formé par deux cylindres circulaires concentriques. Soient le cylindre intérieur c, bien isolé et chargé au potentiel V, et le cylindre extérieur C, en communication avec le sol et pouvant se déplacer suivant la direction de l'axe commun[1]

1. Pour la disposition de l'appareil, voir *Le Radium*, 5, 1908, 551-552.

La capacité d'un tel système pour une longueur commune l est :

$$C = \frac{l}{2 \log \frac{D}{d}}$$

D et d étant les rayons des cercles des deux cylindres.

Pour un déplacement relatif dl des cylindres, suivant l'axe commun, la capacité varie de

$$dC = \frac{dl}{2 \log \frac{d}{D}}$$

On a la valeur de R, en introduisant cette relation dans l'équation précédente

$$R = \frac{2 \log \frac{D}{d}}{\frac{dC}{dt}} \quad \text{ou} \quad \frac{dC}{dt} = \frac{dl}{dt} \frac{1}{2 \log \frac{d}{D}}$$

$2 \log \frac{D}{d}$ est sans dimensions ; $\frac{dl}{dt}$ une vitesse, donc R a les dimensions de l'inverse d'une vitesse.

On a réalisé expérimentalement cette méthode de la manière suivante : un cylindre circulaire c en laiton disposé horizontalement et suspendu en porte-à-faux, par un pied de verre isolé à la diélectrine est en communication avec un électroscope, monté directement à l'extrémité libre de ce corps, entouré de sa cage métallique. Le rôle de cet appareil est de constater un même potentiel invariable; un cylindre extérieur de même, concentrique du premier, mis à la terre, peut glisser sur une espèce de rail, suivant l'axe commun et parallèlement à lui-même.

Faisant agir les rayons X, seulement sur l'espace annulaire entre les deux cylindres (en ayant soin de protéger toutes les autres parties par des écrans en plomb), l'air devient conducteur, le cylindre intérieur se décharge; en déplaçant le cylindre extérieur d'une manière continue et appropriée, le potentiel reste constant, ce que l'on constate en maintenant le même angle de divergence à l'électromètre.

Pour éliminer toute action des rayons X, ailleurs que sur l'espace utile, l'appareil se trouve abrité à l'intérieur d'une cage en plomb épais, 4 millimètres, et les rayons X sont dirigés d'une cage à l'autre par des tubes en plomb.

Les seules mesures à effectuer sont : la longueur dl et le temps dt. Or, en prenant le même déplacement dl commun dans toutes les expériences, il reste à mesurer seulement, dans chaque cas, le temps. Pour une résistance constante, le courant lui-même est constant, et la vitesse du déplacement est constante; on peut donc prendre, pour sa valeur, le rapport du déplacement total vers le temps total.

Suivant l'intensité des rayons X employés, la résistance électrique, du diélectrique, air, varie.

Les temps mesurés avec un chronomètre donnant 1/5 de seconde, et pour des intensités décroissantes des rayons X, on a obtenu les valeurs suivantes pour t : 17″,3 ... 27″ ... 60″,6, correspondant à même déplacement de 51,52 centimètres.

Les constantes de l'appareil étant : D = 4,59 ; d = 2,81 e = 51,52 ; ces mesures étant faites au dixième de millimètre.

$$R = \frac{2 \log \frac{4,95}{2,81}}{51,52\, t}$$

A) *La résistance de l'air rendu conducteur par les rayons* X.

t = 17″4
17 0
17 6
M = 17 5 R = 0,617 U.E.S.

Un jour avant, on avait obtenu dans les mêmes conditions

t = 18″
17
17
18
M = 17″5 R = 0,625 U.E.S.

La différence entre les deux valeurs peut provenir de la variation même des rayons X, lesquels varient beaucoup, d'après ce que l'on sait, avec leurs conditions de production.

En diminuant l'intensité des rayons on a eu dans une autre série, pour une moyenne de six déterminations,

t = 27″ R = 0,964 U.E.S.

pour des rayons encore plus faibles,

t = 60,4 R = 2,156 U.E.S.

B) *La résistance des corps mauvais conducteurs.*

On peut employer la même méthode pour la mesure des résistances des corps solides de grande résistance. Pour cela on n'a qu'à produire la décharge à la terre, à travers ce corps qui lie le cylindre électrisé au sol, et de compenser ce courant par le déplacement du cylindre extérieur.

Un fil de coton rouge a donné par compensation

t = 25″ ... 26″ ... 25″2 ... M = 25,4
R = 0,907 U.E.S.

Un brin de papier a donné comme moyenne de cinq mesures

t = 50″5 R = 1,796 U.E.S.

Le même dispositif m'a donné le lendemain comme moyenne de quatre mesures

t = 46″8 R = 1,670 U.E.S.

Pendant ces dernières expériences le temps était

plus humide, cette différence tient certainement à l'état hygrométrique du papier.

Le même papier plus sec,

$$t = 86''2 \qquad R = 5,077 \text{ U.E.S.}$$

Une fibre de bois de sapin prismatique de 1 millimètre carré de section et 10 centimètres de longueur

$$\begin{aligned} t &= 76'' \\ &\ 77 \\ &\ 77 \\ &\ 78 \\ M &= 77'' \qquad R = 2,75 \text{ U.E.S.} \end{aligned}$$

transformé en unités électromagnétiques pratiques :

$$R = 24,75.10^{9} \text{ mégohms}$$

et pour la résistivité

$$2474 \text{ mégohms.}$$

Ces exemples ne peuvent pas être présentés pour modèle de précision, car l'on sait que la résistance des corps médiocrement conducteurs dépend de l'état de chaque échantillon et varie avec le potentiel.

Pour trouver des nombres plus précis il faut appliquer cette méthode à des conducteurs métalliques, en mesurant les temps par les vibrations d'un diapason, par exemple, et en faisant les constatations de l'invariabilité du potentiel au moyen d'un électromètre sensible.

On peut mesurer la résistance d'un filet de mercure, dans le système électrostatique, par la variante ci-dessous.

Disposons le système des deux cylindres verticalement et supposons le cylindre intérieur remplacé par un cylindre de mercure présentant en bas un orifice par où puisse s'écouler le mercure en gouttelettes, chacune de ces gouttelettes en tombant emporte une quantité d'électricité

$$dq = 4\pi r^2 \sigma;$$

dans l'unité de temps, comme il tombe n gouttelettes, on a :

$$\frac{dq}{dt} = I = n 4\pi r^2 \sigma;$$

pendant le même temps la longueur commune des deux cylindres a varié de dl', en compensant encore par le déplacement du cylindre extérieur de dl''

$$\frac{dQ}{dt} = V\frac{dC}{dt} = V\frac{dl}{dt}\frac{1}{2\log\frac{D}{d}}.$$

Chaque gouttelette qui s'en détache a une forme sphérique de même rayon r, sa capacité électrostatique possède une quantité d'électricité égale au produit de r par le potentiel constant V où

$$dq = rV,$$

donc

$$I = nrV,$$

dl se compose de $dl' + dl''$; dl' étant le déplacement par l'écoulement du mercure, dl'' étant le déplacement du cylindre extérieur vers le haut. Connaissant la section du cylindre de mercure et mesurant le déplacement dl', on a la quantité de mercure écoulé ; d'un autre côté, déterminant le rayon de la gouttelette sphérique par les dimensions de l'orifice et de la constante capillaire du mercure, on a la possibilité d'obtenir le nombre des gouttelettes, qu'on peut obtenir du reste directement par une méthode stroboscopique.

La mesure de la résistance d'un fil métallique demanderait la mesure des vitesses beaucoup plus grandes, il faudrait donc des instruments plus sensibles et plus délicats aussi.

Reçu le 2 juin 1909

Sur la théorie cinétique de l'absorption dans les gaz

Par Léon BLOCH

Faculté des Sciences de Paris — Laboratoire de Physique

I

La théorie de la dispersion, sous la forme que lui a donnée Drude[1] repose sur l'hypothèse suivante : On admet dans tout milieu matériel la présence de charges électriques mobiles (de plusieurs espèces). Ces charges sont mises en mouvement par la force électrique de l'onde, et leur réaction sur celle-ci donne lieu à un courant de convection qui vient s'ajouter au courant de déplacement de Maxwell.

L'équation du mouvement de la particule chargée d'espèce h peut s'écrire

$$(1) \qquad \frac{m_h d^2\xi_h}{dt^2} + r_h e_h^2 \frac{d\xi_h}{dt} + \frac{4\pi e_h^2}{\theta_h}\xi_h = e_h X$$

m_h et e_h désignant la masse et la charge transportées, r_h et θ_h sont deux coefficients positifs. Ces deux coefficients

1 V. P. Drude, *Lehrbuch d. Optik*, II Ed., page 562 sqq.

cients, *dont la théorie de Drude ne donne pas d'interprétation physique*, peuvent servir de mesure, l'un à la force de frottement qui détermine l'absorption, l'autre à la force quasi-élastique qui détermine la période.

Un trait essentiel de cette théorie est la continuité qu'elle établit du cas des métaux au cas des corps transparents.

Les deux cas ne se distinguent que par la liberté plus ou moins grande du mouvement des électrons. Au sein des diélectriques, les électrons sont *liés*, c'est-à-dire retenus dans la sphère d'activité des molécules par une force quasi-élastique de grandeur finie. Les métaux contiennent des électrons *libres*, c'est-à-dire capables, en vertu de leur mouvement d'agitation, de passer d'une molécule à l'autre sans dépense de travail. On doit donc s'attendre à ce que l'absorption métallique soit un cas limite de l'absorption dans les corps isolants ; on arrive à ce cas limite en faisant θ_h infini. On peut penser aussi qu'une théorie donnant l'interprétation physique du coefficient r_h dans un des cas, doit avoir son équivalent dans l'autre.

II

La continuité qui vient d'être signalée trouve son expression la plus simple dans les propositions suivantes.

En appelant T_h la période propre de vibration des particules d'espèce h, N_h leur nombre par unité de volume, et posant avec Drude

$$\tau_h = T_h : 2\pi \qquad m'_h = m^h : e_h^2 \qquad \tau = T : 2\pi$$

on obtient l'expression suivante du coefficient d'absorption $\varkappa$ [1]

$$(2) \qquad \nu^2\varkappa = 2\pi\tau\Sigma_h \frac{N_h}{r_h} \frac{1}{1 + \left(1 - \frac{\tau_h^2}{\tau^2}\right)^2 \left(\frac{\tau_h^2}{\tau^2}\right)^2 \left(\frac{m'_h}{r_h\tau}\right)^2}$$

où ν est l'indice de réfraction correspondant à la période T.

Comparons cette formule, valable dans le cas général, avec celle que donne Drude dans le cas des métaux [2].

$$(3) \qquad \nu^2\varkappa = 2\pi\tau\Sigma_h \frac{N_h}{r_h} \frac{1}{1 + \left(\frac{m'_h}{r_h\tau}\right)^2}.$$

On voit tout de suite que les deux formules coïncident si l'on a

$$(4) \qquad \left(1 - \frac{\tau_h^2}{\tau^2}\right)^2 \left(\frac{\tau^2}{\tau_h^2}\right)^2 = 1.$$

1. Ce coefficient est défini par la condition que l'amplitude de la force électrique ou magnétique soit réduite à la fraction $e^{-2\pi}$ de sa valeur après traversée d'une épaisseur de substance égale à la longueur d'onde *dans le milieu*.

2. V. *Lehrbuch d. Optik*, p. 587, eq. (46).

Omettant la solution $\tau = \tau_h\sqrt{2}$, nous supposerons la condition (4) vérifiée sitôt qu'on peut négliger le quotient $\frac{\tau^2}{\tau_h^2}$ devant l'unité.

Si l'on compare alors un corps transparent, possédant une espèce d'électrons caractérisée par les constantes N_h, r_h, θ_h avec un corps fictif qu'on peut appeler le corps métallique *correspondant* (mêmes électrons à l'état libre, $\theta_h = \infty$), on arrive à l'énoncé suivant :

Au point de vue du pouvoir absorbant relatif à une espèce d'électrons (pouvoir mesuré par le produit $\nu^2\varkappa$), un corps transparent se comporte comme le corps métallique correspondant, sitôt que la période est suffisamment petite par rapport à la période propre.

Si nous nous plaçons au contraire dans le cas où $\frac{\tau_h^2}{\tau^2}$ est négligeable devant l'unité (bandes d'absorption dans l'ultra-violet), la formule (2) s'écrit

$$(5) \qquad \nu^2\varkappa = 2\pi\tau\Sigma_h \frac{N_h}{r_h} \frac{1}{1 + \left(\frac{\tau^2}{\tau_h^2}\right)^2 \left(\frac{m'_h}{r_h\tau}\right)^2}$$

La comparaison avec (3) montre que l'absorption dans l'infra-rouge est plus faible que l'absorption métallique correspondante, et cela d'autant plus que la longueur d'onde augmente davantage.

Enfin le cas $\frac{\tau^2}{\tau_h^2} = 1$ (cas de la résonance) conduit à la formule

$$(6) \qquad \nu^2\varkappa = 2\pi\tau\Sigma_h \frac{N_h}{r_h}$$

c'est-à-dire qu'à la résonance un diélectrique se comporte comme le ferait le métal correspondant *pour les longueurs d'onde infinies*.

III

Une théorie complète de la dispersion doit faire connaître le mécanisme des forces de frottement qui déterminent l'absorption. Elle doit permettre d'interpréter le coefficient r qui entre dans les formules générales.

Dans le cas des métaux, la théorie cinétique, telle qu'elle a été faite par J.-J. Thomson [1], donne une image satisfaisante des phénomènes.

Il est naturel de considérer un corpuscule libre comme acquérant de la force vive dans le champ électrique de l'onde et cédant cette force vive sous forme de chaleur aux molécules au moment du choc. Dans cette conception, on peut calculer *a priori* la conductibilité métallique pour toute longueur d'onde (en particulier pour la longueur d'onde infinie), lors-

1. V. J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, août 1907.

qu'on connaît N, e, m et t_1. Cette dernière constante est, dans la notation de J.-J. Thomson, le temps du parcours moyen d'un électron entre deux chocs. J'ai montré[1] que les expressions trouvées par J.-J. Thomson permettent de mettre en très bon accord les résultats expérimentaux de Drude avec la formule classique

$$(7) \qquad \nu \lambda = \tau V$$

à condition de prendre pour τ non la conductibilité correspondant à une longueur d'onde infinie, mais la conductibilité propre à la période T.

En même temps les mesures de Drude font connaître l'ordre de grandeur du temps t_1. Ce temps de libre parcours moyen varie peu d'un métal à l'autre. Il est compris entre 0,86 et $1,95 \cdot 10^{-14}$ secondes c'est-à-dire qu'il est tout à fait du même ordre que les périodes de la lumière visible.

Le calcul donne d'ailleurs entre le temps t_1 et le coefficient de frottement r la relation très simple

$$(8) \qquad r = \frac{2m}{t_1}$$

IV

Pour les raisons indiquées plus haut, il semble naturel d'admettre que la théorie cinétique de l'absorption doit pouvoir s'étendre du cas des métaux au cas des gaz.

C'est la tentative qu'a faite Lorentz dans son mémoire célèbre sur les raies d'émission et d'absorption des corps gazeux[2].

Malheureusement les résultats de la comparaison faite par Lorentz entre la théorie et l'expérience sont peu satisfaisants. Lorentz s'est appuyé principalement sur les observations d'Angström[3] relatives aux raies d'absorption du gaz carbonique dans l'infra-rouge. De la loi de variation de l'absorption au voisinage du maximum, il déduit la valeur du paramètre τ (c'est celui que nous appelons plus loin t_2). « Ce temps τ est considérablement plus court que le temps qui sépare deux chocs successifs d'une molécule. Si donc nous voulons maintenir notre conception cinétique, nous devons supposer que la succession régulière des vibrations est troublée par quelque action inconnue beaucoup plus rapidement qu'elle ne le serait par les chocs[4]. »

Cette conclusion a semblé décourageante à beaucoup de ceux qui espéraient fonder une théorie cinétique de la dispersion dans les gaz[5]. Pourtant elle ne nous paraît pas s'opposer absolument à une semblable théorie. D'une part, la valeur admise par Lorentz pour le nombre t_2 (10^{-14} sec.), conduit à des valeurs énormément trop grandes du coefficient d'absorption dans les régions de transparence. Ensuite elle ne se concilie avec les résultats même d'Angström que moyennant des valeurs peu satisfaisantes données aux autres paramètres qui figurent dans les formules $\left(N \text{ et } \frac{e}{m}\right)$. Enfin, la nécessité d'une théorie cinétique de la dispersion se fait sentir d'autant plus vivement que la seule théorie donnant une autre explication de l'absorption, la théorie du rayonnement de Planck, conduit, comme on sait, à des valeurs beaucoup trop faibles de l'amortissement[1].

Nous allons montrer, en utilisant les résultats de Walker[2] et de Lorentz, qu'on peut calculer, en partant des constantes du gaz, le coefficient d'absorption pour une longueur d'onde quelconque. Nous comparerons la formule à laquelle nous arrivons avec celle de Lorentz, et nous essayerons de voir ce que donne le contrôle expérimental.

V

Nous supposons un gaz constitué de molécules simples, chacune ne comprenant qu'un électron gravitant autour d'un centre positif. La loi d'attraction est la loi de Coulomb. Dans ces conditions, l'électron décrit une ellipse avec un moyen mouvement

$$n_0 = \frac{2\pi}{T_0}.$$

Quand une onde lumineuse se propage à travers le gaz, l'électron est troublé dans son orbite à la fois par la force électrique et par la force magnétique de l'onde. Nous négligerons l'effet de la force magnétique. C'est là une simplification tout à fait légitime, tant que la vitesse de l'électron sur son orbite est petite par rapport à la vitesse de la lumière, cas qui est toujours réalisé pour les vibrations lumineuses.

En présence d'une force électrique X, l'électron décrit une orbite troublée, qui cessera en général d'être une ellipse. Mais si la force perturbatrice est très faible par rapport à l'attraction électrostatique, nous pourrons supposer que l'orbite reste inaltérée. Pour laisser aux équations la forme linéaire à coefficients constants, nous admettrons avec Walker que l'orbite est et demeure circulaire pendant comme avant le passage de l'onde. Ceci n'est pas trop éloigné de la vérité, tant que les excentricités sont faibles et que X est petit par rapport à $\frac{e}{r^2}$. Drude a calculé[3]

1 P. Langevin, Libre parcours et conductibilité des électrons dans les métaux. *C. R. de l'Ac. des Sc.*, novembre 1907.

2 H. A. Lorentz, *Proceed. Amsterdam*, 1905, VIII.

3 K. Angström, *Wied. Ann.*, 1890, 39, 67.

4 *Loc. cit.*, p. 557.

5 V. Lebedew, et K. Nichols, *Ann. d. Phys.*, 1909, 5, 857.

1 Kayser, *Handb. d. Spek.*, IV, p. 305.

2 G. Walker, on the Theory of Refraction in Gas, *Phil. Mag.*, 1907, 6.

3 P. Drude, *Lehrbuch d. Optik*, p. 445.

comme limite supérieure de X pour la lumière solaire le nombre 0,016 (unités électrostatiques), qui est évidemment négligeable en face de 3.10^6. Notre hypothèse reste donc acceptable, même au voisinage immédiat de la résonance.

Nous pourrons alors, en adoptant les notations de Walker et choisissant convenablement les axes, écrire comme suit, les équations du mouvement de l'électron m_1 et du centre positif m.

$$
(9)\quad
\begin{aligned}
&m_1\ddot{x}_1 - \frac{P(x_1 - x_2)}{r} = eX_0 \cos nt\\
&m_2\ddot{x}_2 + \frac{P(x_1 - x_2)}{r} = eX_0 \cos nt\\
&m_1\ddot{y}_1 - \frac{P(y_1 - y_2)}{r} = 0\\
&m_2\ddot{y}_2 + \frac{P(y_1 - y_2)}{r} = 0\\
&m_1\ddot{z}_1 - \frac{P(z_1 - z_2)}{r} = 0\\
&m_2\ddot{z}_2 + \frac{P(z_1 - z_2)}{r} = 0
\end{aligned}
\qquad P = \frac{e}{r^2}
$$

On tire d'abord de là

$$m_1\dot{x}_1 + m_2\dot{x}_2 = m_1\dot{y}_1 + m_2\dot{y}_2 = m_1\dot{z}_1 + m_2\dot{z}_2 = 0$$

c'est-à-dire que le centre de gravité de la molécule garde une vitesse constante, égale à sa vitesse d'agitation moléculaire : l'énergie cinétique de translation n'est pas modifiée par le passage de l'onde.

Il n'en est pas de même de la force vive relative par rapport au centre de gravité (énergie de rotation de Walker).

Posant

$$
(10)\quad
\begin{aligned}
x_1 - x_2 &= \xi\\
y_1 - y_2 &= \eta\\
z_1 - z_2 &= \zeta
\end{aligned}
$$

On peut écrire les équations (9) sous la forme

$$
(11)\quad
\begin{aligned}
&(a) \quad \ddot{\xi} + n_0^2\xi = E\cos nt\\
&(b) \quad \ddot{\eta} + n_0^2\eta = 0 \qquad E = eX_0\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m}\right)\\
&(c) \quad \ddot{\zeta} + n_0^2\zeta = 0
\end{aligned}
$$

La fréquence propre n_0 est une constante déterminée par

$$(12)\qquad n_0^2 = -P\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)\frac{1}{r}$$

puisque nous supposons r constant.

La force vive relative par rapport au centre de gravité a pour valeur à chaque instant

$$\frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}(\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 + \dot{\zeta}^2)$$

et à cause de (11 a) cette valeur est supérieure à ce qu'elle serait en l'absence d'onde lumineuse ($E = 0$).

Pendant le temps qui sépare deux chocs, la molécule accumule de la force vive relative en quantité égale au travail relatif fourni par la force électrique de l'onde. Par l'effet des chocs, la force vive moyenne accumulée de la sorte est, en vertu du principe d'équipartition, répartie uniformément entre les divers degrés de liberté du système, il y a élévation de température du gaz. Nous allons calculer la force vive totale absorbée par le gaz pendant une seconde et l'égaler à l'énergie dissipée pendant le même temps d'après le théorème de Poynting. Cette égalité nous fera connaître α.

VI

L'intégrale générale de (11) peut s'écrire

$$(13)\qquad \xi = \xi_1 + \xi_2 \qquad \eta = \eta_1 \qquad \zeta = \zeta_1$$

ξ_2 désignant la vibration supplémentaire créée par l'onde.

Nous supposons qu'en l'absence de l'onde les valeurs ξ_1 et $\dot{\xi}_1$ de l'élongation et de la vitesse après un choc sont réparties au hasard ($\xi_0 = \dot{\xi}_0 = 0$) et qu'en présence de l'onde l'effet moyen des chocs est précisément de redonner la même répartition.

On peut écrire alors

$$
(14)\quad
\begin{aligned}
\xi_1 &= \xi_0 \cos n_0(t - t_0) + \frac{\dot{\xi}_0}{n_0}\sin n_0(t - t_0)\\
\eta_1 &= \eta_0 \cos n_0(t - t_0) + \frac{\dot{\eta}_0}{n_0}\sin n_0(t - t_0)\\
\zeta_1 &= \zeta_0 \cos n_0(t - t_0) + \frac{\dot{\zeta}_0}{n_0}\sin n_0(t - t_0)
\end{aligned}
$$

$$
(15)\quad
\begin{aligned}
\xi &= \frac{E}{n_0^2 - n^2}\Big[\cos nt - \cos n_0(t - t_0)\cos nt\\
&\quad + \frac{n}{n_0}\sin n_0(t - t_0)\sin nt\Big]\\
\xi_2 &= \frac{E}{n_0^2 - n^2}\Big[n\sin nt - n_0\sin n_0(t - t_0)\cos nt\\
&\quad - n\cos n_0(t - t_0)\sin nt\Big]
\end{aligned}
$$

avec la condition

$$\xi + \xi_1 = 0$$

qui entraîne nécessairement

$$\dot{\xi}_0 = \dot{\xi}_1 = 0$$

La valeur de la force vive relative à l'instant t pour une molécule est

$$(16)\qquad \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}(\dot{\xi}_1^2 + \dot{\eta}_1^2 + \dot{\zeta}_1^2 + 2\dot{\xi}_1\dot{\xi}_2 + \dot{\xi}_2^2)$$

Si l'on groupe ensemble toutes les molécules qui ont subi leur dernier choc à l'instant t_0, on aura pour

La force vive moyenne présente en excès dans chaque molécule à l'instant t.

$$(17)\qquad \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\xi_1^2$$

Car dans ces conditions ξ_1 a une valeur moyenne sensiblement nulle.

La variation de force vive entre l'instant du choc (t_0) et l'instant du choc suivant ($t_0+\theta$) est donc

$$(18)\qquad \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\frac{E^2}{(n_0^2-n^2)^2}\left[n\sin n(t_0+\theta)-n_0\sin n_0\theta\cos nt_0 - n\cos n_0\theta\sin nt_0\right]^2$$

Effectuons l'élévation au carré, et prenons la moyenne de l'expression précédente : 1° par rapport à t quand cette grandeur varie d'une façon tout à fait arbitraire ; 2° par rapport à θ quand le temps varie autour de t_2 suivant la loi de répartition $e^{-\frac{\theta}{t_2}}d\theta$, il vient en remarquant qu'on a

$$\overline{\cos^2 nt_0} = \overline{\sin^2 nt_0} = \frac{1}{2}$$

$$\overline{\cos nt_0\sin nt_0} = \overline{\cos nt_0 \sin nt_0 \cos\theta}$$

pour la première moyenne

$$(19)\qquad \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\frac{E^2}{(n_0^2-n^2)^2}\left[\frac{n^2}{2}+\frac{n_0^2}{2}\sin^2 n_0\theta + \frac{n^2}{2}\cos^2 n\theta - n(n_0\sin n_0\theta\sin n\theta + n\cos n_0\theta\cos n\theta)\right]$$

et pour la moyenne finale[1]

$$(20)\qquad \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\frac{E^2}{(n_0^2-n^2)^2}\left[\frac{n^2}{2}+\frac{n_0^2}{2}\frac{1}{2}\left(\frac{1}{1+4n_0^2t_2^2}+1\right) + \frac{n^2}{2}\frac{1}{2}\left(\frac{1}{1+4n^2t_2^2}+1\right) - \frac{n_0}{2}\left(\frac{n_0-n}{1+(n_0-n)^2t_2^2}-\frac{n_0+n}{1+(n_0+n)^2t_2^2}\right)\right].$$

Cette expression se simplifie beaucoup si l'on donne à t_2 la valeur admise dans la théorie cinétique des gaz (de l'ordre de 10^{-10}). On peut négliger alors $\frac{1}{t_2}$ auprès de n^2, n_0^2, et nn_0, même au voisinage de la résonance, et (20) s'écrit

$$(21)\qquad \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\frac{E^2}{(n_0^2-n^2)^2}\left[\frac{n^2}{2}+\frac{1}{2}\frac{(n_0+n)^2}{2}\right]$$

Si dans (18) on pose simplement $t_0=0$ et qu'on se contente de prendre la moyenne par rapport à θ, on arrive à l'expression

$$(22)\qquad \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\frac{E^2}{(n_0^2-n^2)^2}\left[\frac{n^2+n_0^2}{2}\right],$$

qui diffère très peu de (21) et que nous adopterons par raison de simplicité.

Multipliant cette expression par N' (nombre des parcours moyens qui s'effectuent par unité de temps) et utilisant la relation

$$N't_2 = N$$

(N = nombre de molécules par cc), il vient pour la valeur de l'énergie absorbée par unité de volume et par unité de temps.

$$(23)\qquad \frac{1}{2}Ne^2\left(\frac{1}{m_1}+\frac{1}{m_2}\right)\frac{N^2}{(n_0^2-n^2)^2}\frac{n^2+n_0^2}{2}.$$

Il reste à égaler cette expression à celle que fournit le théorème de Poynting.

Conservant les axes précédemment adoptés et employant les mêmes unités que Drude (unités électrostatiques pour la force électrique, unités électromagnétiques pour la force magnétique) on peut poser

$$(24)\qquad \begin{aligned} N &= N_0 e^{-2\pi\frac{z}{\lambda}}\cos n\left(t-\frac{z}{V}\right)\\ M &= \frac{V\varepsilon}{c}e^{-2\pi\frac{z}{\lambda}}\cos n\left(t-\frac{z}{V}\right).\\ c &= 3.10^{10}. \end{aligned}$$

ε = constante diélectrique[1].

Le vecteur de Poynting Φ est égal à $\frac{c}{4\pi}NM$, c'est-à-dire ici

$$(25)\qquad \Phi = \frac{V\varepsilon}{4\pi}N_0^2\cos^2 n\left(t-\frac{z}{V}\right)e^{-4\pi\frac{z}{\lambda}}.$$

Sa valeur moyenne pendant une seconde est

$$(26)\qquad \Phi = \frac{V\varepsilon}{4\pi}\frac{N_0^2}{2}e^{-4\pi\frac{z}{\lambda}}$$

et l'excès du flux entrant sur le flux sortant par unité de temps et par unité de volume au point $z=0$ devient

$$(27)\qquad \frac{V\varepsilon}{4\pi}\frac{N_0^2}{2}4\pi\frac{n}{V} = \frac{\varepsilon n}{4\pi}N_0^2.$$

Égalant (25) et (27) nous obtenons la formule finale

$$(28)\qquad \varepsilon = \frac{2\pi}{n\varepsilon}Ne^2\left(\frac{1}{m_1}+\frac{1}{m_2}\right)\frac{1}{(n_0^2-n^2)^2}\frac{1}{t_2}\frac{n^2+n_0^2}{2}.$$

VII

On arrive au même résultat en suivant un mode de calcul indiqué par Lorentz, et dont nous allons faire

1. En se servant de l'identité évidente

$$\frac{1}{t_2}\int_0^\infty e^{(\alpha-\frac{1}{t_2})\theta}d\theta = \frac{1}{1-\alpha t_2}$$

α purement imaginaire.

1. Il convient de prendre pour ε la valeur de la constante diélectrique correspondant à la période T. Dans le cas où l'absorption est faible ε est égal au carré de l'indice de réfraction correspondant à ν^2.

usage car il donne un moyen facile de comparer la formule (28) à celle de Lorentz.

Employant la notation imaginaire, l'intégrale générale de (11_a) s'écrit

$$(29)\qquad \xi = \frac{Ee^{int}}{n_0^2 - n^2} + C_1 e^{int} + C_2 e^{-int}.$$

Pour déterminer C_1 et C_2 nous écrivons, conformément à notre hypothèse que ξ et $\dot{\xi}$ sont nuls au moment du dernier choc. L'erreur que nous commettons de la sorte dans la détermination de C_1 et C_2 pour une molécule donnée n'influe pas sur les valeurs moyennes de ξ et $\dot{\xi}$.

Soit t' un instant fixe arbitrairement choisi, $t' > \theta$ l'instant du dernier choc, on trouve immédiatement

$$\xi = \frac{E_0 e^{int}}{n_0^2 - n^2}\left\{1 - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{n}{n_0}\right)e^{in(n_0 - n)(t - t' + \theta)} - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n}{n_0}\right)e^{-in(n_0 + n)(t - t' + \theta)}\right\}$$

et par suite,

$$(30)\qquad \dot{\xi} = \frac{inE_0 e^{int}}{n_0^2 - n^2}\left\{1 - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{n_0}{n}\right)e^{i(n_0 - n)(t - t' + \theta)} - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n_0}{n}\right)e^{-i(n_0 + n)(t - t' + \theta)}\right\}$$

En particulier, si nous nous plaçons à l'instant $t = t'$ et si, puisque cet instant est arbitraire, nous écrivons t au lieu de t', il vient

$$(31)\qquad \begin{aligned} &(a)\quad \xi = \frac{E_0 e^{int}}{n_0^2 - n^2}\left\{1 - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{n}{n_0}\right)e^{in(n_0 - n)\theta} - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n}{n_0}\right)e^{-in(n_0 + n)\theta}\right\} \\ &(b)\quad \dot{\xi} = \frac{inE_0 e^{int}}{n_0^2 - n^2}\left\{1 - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{n}{n_0}\right)e^{i(n_0 - n)\theta} - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n_0}{n}\right)e^{-i(n_0 + n)\theta}\right\} \end{aligned}$$

La première de ces formules est identique à celle dont se sert Lorentz. Elle fait connaître le facteur de proportionnalité qui lie le déplacement ξ à la force électrique Ee^{int}. Quand ce facteur est connu, la théorie de Drude donne immédiatement la constante diélectrique vraie (réelle ou imaginaire) du milieu. Le coefficient d'absorption et l'indice de réfraction se calculent ensuite sans difficulté.

Il faut pourtant, pour que cette application de la théorie classique soit légitime, que l'on puisse considérer les deux quantités ξ et $\dot{\xi}$ comme la dérivée l'une de l'autre. Or, il est facile de voir sur les expressions (31) que la relation

$$(32)\qquad \dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt}$$

n'est pas satisfaite. Ce résultat tient naturellement à ce que les expressions (31) ne sont pas de véritables *intégrales* des équations (11), valables quel que soit t.

Les intégrales ne prennent les valeurs numériques (31) qu'au temps particulier t qui suit de θ l'instant du dernier choc.

La grandeur qui intervient dans le flux d'induction électrique n'est pas le déplacement ξ, mais la vitesse $\dot{\xi}$. Le facteur de proportionnalité dont il convient de faire usage, si l'on cherche à identifier les calculs avec ceux de la théorie classique, n'est donc pas celui qui lie ξ à X, mais celui qui lie $\dot{\xi}$ à $\frac{dX}{dt}$. C'est ici que notre calcul se sépare de celui de Lorentz.

En partant de (31) et se servant de l'identité déjà signalée, on trouve

$$\dot{\xi} = \frac{inEe^{int}}{n_0^2 - n^2}\left[(1 + int_0)^2 + n_0^2 t^2 - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{n_0}{n}\right)(1 + int + in_0 t)^2 - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n_0}{n}\right)(1 + int - in_0 t)^2\right]$$

$$= \frac{inEe^{int}}{(1 + int_0)^2 + n_0^2 t^2}\left\{1 - \frac{1 - \frac{t}{nt}}{\left(n_0^2 + \frac{1}{t_0^2} - n^2\right) + \frac{2in}{t_0}}\right\}$$

$$(33)\qquad = inEe^{int}\left\{1 + \frac{1}{\left(n_0^2 - \frac{1}{t_0^2} + n^2\right) + i\frac{1}{nt_0}\left(n_0^2 + \frac{1}{t_0^2} + n^2\right)}\right\}$$

Négligeant toujours $\frac{1}{t_0^2}$ auprès de n^2, nous obtenons simplement

$$(34)\qquad \dot{\xi} = inEe^{int}\frac{1}{(n_0^2 - n^2) + \frac{i}{nt}(n_0^2 + n^2)}$$

La comparaison avec les formules classiques du type (2) montre tout de suite que notre gaz se comporte, sous l'effet des chocs, *comme s'il se composait de particules chargées (d'une seule espèce) possédant un coefficient de frottement.*

$$(35)\qquad r = \frac{m'}{t_0}\left[1 + \frac{n_0^2}{n^2}\right] = m'(n_0^2 + n^2)$$

La formule (28) devient alors, comme il est aisé de le vérifier, un cas particulier de la formule (2). Il suffit pour le voir d'introduire dans (2) la valeur de r qu'on vient de calculer et d'observer qu'à cause de l'ordre de grandeur de t, on peut au dénominateur de (2) négliger l'unité devant le second terme[1].

1. La théorie classique suppose les centres positifs immobiles. Pour que l'identité soit complète entre notre formule (28) et les formules du type (2) nous devons attribuer aux particules mobiles une masse fictive m définie par la relation

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m}$$

VIII

La formule (35) nous apprend que le coefficient de frottement dans le cas des gaz *est fonction de la longueur d'onde*, comme le coefficient analogue σ_λ, qui intervient dans la théorie des métaux[1]. Il est d'autant plus grand que la période propre est plus éloignée dans l'ultra-violet et qu'on étudie des longueurs d'onde plus grandes. Si la période propre est la même que la période étudiée (cas de la résonance) on trouve

$$(36) \qquad r = \frac{2m'}{t_2}.$$

C'est l'expression qui convient au cas des métaux pour λ infini lorsqu'on donne à t_2 la valeur appropriée à ce cas. C'est aussi l'expression que donne le calcul de Lorentz.

IX

La formule (28) a été établie en donnant à t_2 une valeur de l'ordre de celles que fournit la théorie cinétique des gaz (10^{-10} sec.). Bien que Lorentz ait été conduit, par la discussion des résultats d'Angström, à une valeur énormément plus faible (10^{-14} sec.), il nous a semblé utile de rechercher si d'autres résultats d'expérience ne venaient pas à l'appui de la formule (28).

Remarquons d'abord que des recherches récentes suggèrent l'idée que le temps t_2 intervenant dans les formules (35) et (36) est bien le temps du libre parcours des molécules. Nous voulons parler des expériences de J. Becquerel sur le phénomène de Zeeman dans les cristaux[2]. Ces expériences ont conduit à la loi suivante : Le coefficient de frottement r, dans les cristaux étudiés, *varie très sensiblement comme la racine carrée de la température absolue*. Si la même loi devait se vérifier dans le cas des gaz, — et rien jusqu'ici n'indique une différence de nature entre le phénomène de Zeeman dans le cas des gaz et dans le cas des solides, — c'est justement celle qui serait exigée par les formules (35) ou (36).

La rareté des données expérimentales relatives à l'absorption dans les gaz donne une grande importance, pour l'objet qui nous occupe, aux mesures faites par Kreusler[3] dans l'ultraviolet par la méthode photoélectrique.

Nous reproduisons ci-dessous les résultats de cet auteur concernant l'oxygène, le gaz carbonique et le bioxyde d'azote.

1. V. E. Bloch, *loc. cit.*
2. V. J. Becquerel, *Le Radium*, 1907.
3. V. H. Kreusler, Anwendung des photoelektrischen Stromes zur Photometrie der ultravioletten Strahlen, *Ann. d. Phys.*, 1901, VI, p. 412.

Oxygène : $p = 759$ $t = 18^\circ,5$.

λ	Absorption %	α	χ $\frac{\alpha\lambda}{2\pi}$
186 $\mu\mu$	32,5	0,02057	$6,09.10^{-8}$
195	6,2	0,00356	$1,05.10^{-8}$

Gaz carbonique $p = 750$ $t = 15^\circ$.

λ	Absorption %	α	χ $\frac{\alpha\lambda}{2\pi}$
186 $\mu\mu$	15,6	0,00574	$1,70.10^{-8}$
195	4,0	0,00215	$0,65.10^{-8}$
200	1,8	0,00079	$0,25.10^{-8}$

Bioxyde d'azote $p = 600$ $t = 18^\circ$.

λ	Absorption %	α	χ $\frac{\alpha\lambda}{2\pi}$
200 $\mu\mu$	88,4	0,14952	$47,55.10^{-8}$
210	76,5	0,09526	$31,69.10^{-8}$
220	72,0	0,08424	$28,51.10^{-8}$
230	54,6	0,05228	$19,12.10^{-8}$
240	30,5	0,02406	$9,19.10^{-8}$
250	4,7	0,00348	$1,26.10^{-8}$
300	1,2	0,00085	$0,39.10^{-8}$

Au moyen des valeurs correspondantes de λ et de χ, nous avons essayé de vérifier la formule (28).

$$(37) \qquad \nu^2\chi = 2\pi e^2\left(\frac{1}{m_1}+\frac{1}{m_2}\right)N. \quad \frac{n_0^2+n^2}{nt_2(n_0^2-n^2)^2}$$

Dans cette formule, nous avons toujours fait l'indice de réfraction $\nu = 1$, ce qui n'est peut-être pas très exact au voisinage immédiat de la résonance. Nous avons négligé $\frac{1}{m_2}$ vis-à-vis de $\frac{1}{m_1}$. Adoptant pour $\frac{e}{m}$ la valeur $1,77.10^7$ et pour Ne la valeur $1,22.10^{10}$, nous avons posé $2\pi e^2\left(\frac{1}{m_1}+\frac{1}{m_2}\right)N = 4,07.10^{28}$.

Le temps t_2 a été calculé comme quotient du libre parcours moyen par la vitesse d'agitation moyenne à l'aide des données de la théorie cinétique des gaz[1] et ramené aux conditions de pression et de température de l'expérience. On a obtenu de la sorte

	O	CO_2	NO
t_2	$2,14.10^{-10}$	$2,58.60^{-10}$	$2,05.10^{-15}$

Alors la relation (37) ne contient plus que l'inconnue n_0, qui d'après la théorie doit être constante et représente la vibration propre qui détermine l'absorption.

Le tableau suivant contient, pour les trois gaz étudiés, les valeurs de n_0 déduites de (37) pour chaque valeur de n.

La constance de n_0 se vérifie d'une manière satisfaisante, si l'on songe d'une part à ce qu'il y a de

1. O. E. Meyer, *Théor. cinétique des gaz*, p. 192 et p. 59.

λ	$n \cdot 10^{-5}$	$n_0 \cdot 10^{-5}$		
		O	CO	NO
180	1,01	1,05	1,06	
195	0,97	1,05	1,08	
200	0,94		1,15	0,95
210	0,895	»		0,91
220	0,856			0,87
230	0,82			0,84
240	0,78			0,81
250	0,752			0,85
500	0,627			0,85

grossier dans notre comparaison d'un gaz réel avec un gaz fictif dont chaque molécule se compose d'un électron et d'un centre positif, d'autre part à ce qu'il y a d'hypothétique dans le fait que nous admettons implicitement une raie d'absorption unique pour chaque gaz. Particulièrement en ce qui concerne le bioxyde d'azote, la valeur énorme obtenue pour l'absorption à 200 $\mu\mu$ (près de 90 pour 100) nous permet de croire que ce gaz possède une raie d'absorption dans la région étudiée elle-même, ce qui expliquerait l'anomalie d'après laquelle certaines valeurs calculées pour n_0 sont inférieures aux valeurs les plus grandes de n. Quoiqu'il en soit, il nous semble remarquable que, dans une région où l'absorption varie du simple au centuple, la période propre calculée ne varie pas de plus d'un septième de sa valeur. Une pareille concordance nous semble un argument en faveur de la théorie cinétique de l'absorption dans les gaz[1].

Reçu le 7 juin 1909.

MÉMOIRES RÉSUMÉS

La mobilité des ions produits par les rayons Röntgen dans les gaz et les vapeurs[2]

Par E. M. WELLISCH

Emmanuel College (Cambridge).

Pour diverses raisons, la détermination des mobilités des ions produits par les rayons Röntgen dans les gaz est d'une importance fondamentale. La connaissance des mobilités des ions, fournit des indications sur leur nature et, si l'on connaît en outre leur coefficient de diffusion, on peut comparer la charge qui les accompagne à la charge transportée par un ion monovalent en électrolyse.

Différentes méthodes de mesure ont été employées qui ont permis de déterminer les mobilités des ions dans quelques gaz. Aucune détermination n'avait encore été faite sur les vapeurs. La détermination des constantes physiques des vapeurs ouvre cependant un champ considérable aux recherches théoriques et fournit des données précieuses pour l'application aux vapeurs de la théorie cinétique des gaz.

Méthode expérimentale.

La méthode utilisée est celle qui a été employée par M. Langevin pour la mesure de la mobilité des ions dans l'air sous différentes pressions (Voir *Annales de Chimie et de Physique*, **28** (1903) 495. Le dispositif expérimental est le même, sauf de petites modifications de détail.

Manipulation des gaz et des vapeurs.

L'*air atmosphérique*, employé était desséché par passage sur de l'anhydride phosphorique.

Le *protoxyde d'azote et l'anhydride carbonique* provenaient de cylindres de gaz comprimé et étaient desséchés par passage sur de l'anhydride phosphorique.

L'*ammoniaque* provenait d'un cylindre de gaz comprimé et était desséché par passage à travers de la potasse solide.

L'*oxyde de carbone* était produit par l'action de l'acide sulfurique sur le formiate de sodium et était desséché par passage sur de l'anhydride phosphorique.

L'*anhydride sulfureux* était produit par l'action de l'acide sulfurique dilué sur le sulfite de sodium et était desséché par passage à travers du chlorure de calcium.

Les vapeurs étaient, dans la plupart des cas, dessé-

1. Si [illegible] les résultats de l'[illegible] nous permettent aussi de considérer comme [illegible] [illegible] dans le cas de l'oxygène, du gaz carbonique et du bioxyde d'azote le nombre de centres positifs [illegible] [illegible] de la forme des molécules.

2. *Société Royale de Londres. Phil. Trans.*, 209 (1909) 249-279.

chées par la méthode employée par W.-H. Perkin[1] dans ses recherches sur la polarisation rotatoire magnétique des composés en fonction de leur constitution chimique. Dans tous les cas, des préparations de Kahlbaum ont été employées.

L'*alcool éthylique*, l'*acétate de méthyle*, le *formiate d'éthyle* et l'*acétate d'éthyle* m'avaient été aimablement prêtés par M. T.-H. Laby, qui les avait préparés antérieurement en fractionnant et en desséchant des préparations de Kahlbaum jusqu'à ce que chaque produit ait un point d'ébullition constant.

En plus de l'éther éthylique de Kahlbaum, de l'éther provenant d'une autre source a été fractionné trois fois, la dernière avec du sodium métallique, la portion bouillant à 35°2 C. sous 769 millimètres de pression étant recueillie. Les mobilités étaient en accord avec celles obtenues avec l'éther de Kahlbaum.

Les chambres d'ionisation étaient vidées à l'aide d'une pompe à mercure de Topler et on y introduisait le gaz dont on pouvait faire varier facilement la pression; dans le cas des vapeurs, on séparait la pompe de l'appareil à l'aide d'un robinet et on laissait le liquide s'évaporer jusqu'à ce que l'on ait obtenu la pression désirée. Souvent, on faisait passer un courant de vapeur à travers l'appareil, à l'aide d'une trompe à eau pour balayer l'air qui aurait pu y rester.

Comme c'est généralement le cas, lorsqu'on travaille avec des vapeurs, la pression décroît d'abord ce qui est attribuable à une condensation partielle, et elle atteint finalement un état stable. Il est possible cependant que quelque action chimique entre la vapeur et le métal des chambres d'ionisation puisse modifier la valeur des mobilités; la meilleure manière d'étudier ce point est de mesurer ces mobilités dans des conditions aussi variées que possible. Dans certains cas, les valeurs obtenues n'étaient pas concordantes, elles ont été éliminées dans le calcul des moyennes. Cependant, en général, les valeurs obtenues dans des conditions très différentes sont en bon accord.

Résultats expérimentaux.

Dans la mesure des mobilités des ions dans un gaz ou une vapeur, il est important de faire varier aussi largement que possible les conditions expérimentales. On obtenait ce résultat de la manière suivante :

1° On mesurait les mobilités dans différents échantillons de gaz ou vapeurs;

2° On effectuait souvent les mesures dans chacune des deux chambres d'ionisation, l'autre servant dans chaque cas pour la compensation;

3° On a fait varier le champ électrique dans des limites aussi étendues que possible;

4° Les mobilités ont été mesurées pour des pressions comprises dans des limites très étendues;

5° Les expériences ont été souvent répétées au bout de plusieurs semaines, après avoir opéré dans l'intervalle sur d'autres gaz et vapeurs.

Dans des conditions aussi variées, on pouvait s'attendre à trouver des variations dans les valeurs des mobilités; la plupart des variations étaient inférieures à 7 pour 100 autour de la valeur moyenne.

Les mesures ont été faites au voisinage de 15 degrés C. Aucune correction n'a été faite, pour tenir compte des variations de la température; cette correction aurait été inférieure aux erreurs expérimentales.

Tableau I.

Gaz ou vapeur	Formule	Poids moléculaire	Température critique absolue	k +	k −
				cm/sec	cm/sec
Air		»		1,54	1,78
Oxyde de carbone	CO	28	157	1,10	1,14
Anhydride carbonique	CO^2	44	304	0,84	0,85
Protoxyde d'azote	N^2O	44	310	0,82	0,90
Ammoniac	NH^3	17	404	0,74	0,80
Aldehyde	C^2H^4O	44	454	0,31	0,30
Alcool éthylique	C^2H^6O	46	515	0,34	0,27
Acétone	C^3H^6O	58	511	0,31	0,29
Anhydride sulfureux	SO^2	64	429	0,44	0,41
Chlorure d'éthyle	C^2H^5Cl	64,5	458	0,35	0,31
Pentane	C^5H^{12}	72	470	0,36	0,35
Acétate de méthyle	$C^3H^6O^2$	74	507	0,33	0,36
Formiate d'éthyle	$C^3H^6O^2$	74	507	0,30	0,31
Éther éthylique	$C^4H^{10}O$	74	467	0,29	0,31
Acétate d'éthyle	$C^4H^8O^2$	88	522	0,31	0,28
Bromure de méthyle	CH^3Br	95	467	0,29	0,28
Iodure de méthyle	CH^3I	142	528	0,21	0,22
Tétrachlorure de carbone	CCl^4	154	557	0,30	0,31
Iodure d'éthyle	C^2H^5I	156	554	0,17	0,16

Le tableau I résume les résultats obtenus; les mobilités correspondent à un champ de 1 volt par centimètre et à la pression de 760 millimètres de mercure. Le tableau II donne les valeurs des mobilités obtenues antérieurement par divers auteurs.

Discussion des résultats.

Une première déduction des résultats expérimentaux est que, pour un champ électrique donné, la vitesse d'un ion varie en raison inverse de la pression, et que, à pression constante, sa vitesse est proportionnelle au champ.

Langevin a trouvé que dans l'air, sous des pressions variant de 7,5 cm. à 145 centimètres de mercure, le produit de la pression p par la mobilité k de l'ion positif était sensiblement constant, alors que dans le cas de l'ion négatif, ce produit diminuait quand la pression devenait inférieure à 20 centimètres; ce résultat a été interprété en admettant que la structure de l'ion négatif se simplifie aux basses pressions.

[1] *Journ. Chem. Soc. Trans.*, 45 (1884) 421.

Tableau II

Gaz	Formule	Poids moléculaire	Température critique absolue	k +	k −	Auteur
Air				1,56	1,87	Zeleny.
—				1,60	1,70	Langevin.
—				1,59	1,78	Phillips.
Hydrogène	H^2	2	35	6,70	7,95	Zeleny.
Hélium	He	4	4,5	5,09	6,51	Franck et Pohl
Azote	N^2	28	124	1,6		Rutherford
Oxygène	O^2	52	154	1,56	1,80	Zeleny.
Acide chlorhydrique	HCl	36,5	525	1,27		Rutherford.
Anhydride carbonique	CO^2	44	304	0,76	0,81	Zeleny.
— —				0,86	0,90	Langevin.
sulfureux	SO^2	64	429	0,5		Rutherford
Chlore	Cl^2	71	414	1,0		Rutherford.

Valeurs moyennes.

Les valeurs des mobilités trouvées pour CO^2 et N^2O montrent que le produit pk augmente, aux basses pressions, pour les ions positifs et pour les ions négatifs. L'erreur expérimentale augmentant quand on diminue la pression, on n'a pas cherché à effectuer des mesures pour des pressions inférieures à un centimètre de mercure.

Dans le cas des vapeurs, les pressions étaient en général choisies de telle manière que la vapeur soit loin de son point de condensation; dans ces conditions, on n'a observé aucune tendance d'augmentation du produit pk quand on diminuait la pression. Cependant des essais ont été faits pour voir si l'on trouverait un écart à la loi pk = constante, quand la vapeur approche de la saturation; de grandes difficultés se sont présentées par suite de la tendance de la vapeur à se condenser sur les isolants, mais néanmoins, dans le cas du chlorure d'éthyle, le produit pk diminuait nettement pour les ions positifs et pour les ions négatifs, quand la pression dépassait 200 millimètres[1]. On sait, par les expériences sur les vapeurs saturées[2], que la densité de vapeur croît plus rapidement que ne l'indiquerait la loi de Boyle quand la vapeur approche de la saturation; en d'autres termes, les molécules de vapeur ont tendance à former des agrégats; ceci conduit à une diminution de pk, résultant soit d'une plus grande complexité de structure de l'ion, soit à une augmentation de la fréquence des collisions entre les molécules de vapeur. Une autre explication peut se déduire des considérations théoriques qui suivent; la variation proviendrait plutôt de ce que le coefficient de viscosité du gaz augmente quand la vapeur approche de la saturation.

Le tableau précédent montre que les mobilités des ions des deux signes sont en général différentes. En général, l'ion négatif est le plus mobile. Cependant, il y a quelques cas qui comprennent la plupart des composés éthyliques où l'ion positif est le plus mobile. Auparavant, l'acétylène était le seul gaz connu qui donne ce résultat[1].

Il n'existe aucune relation directe entre les mobilités et les poids moléculaires; les mobilités les plus faibles sont obtenues pour les gaz qui possèdent des températures critiques élevées (vapeurs); les plus grandes sont obtenues avec les gaz dont la température critique est faible.

L'auteur déduit de considérations cinétiques une formule qui permet de calculer la mobilité des ions en fonction de leur charge et de constantes connues des gaz. Cette formule conduit à des mobilités d'un ordre de grandeur tout à fait convenable, en supposant que les dimensions des ions sont les mêmes que celles des atomes. M. Langevin[2] avait obtenu une relation différente, par l'emploi de la méthode dynamique de Maxwell, qui conduisait, d'après les mobilités expérimentales, à attribuer aux ions positifs un diamètre triple de celui des molécules, et aux ions négatifs un diamètre double.

Extrait par M. Moulin.

1. La tension de vapeur du chlorure d'éthyle à 10° est 691 mm.

2. Meyer, *Kinetic theory of gases*, 2e édit. chap. 4.

1. Zeleny, *Phil. Mag.*, 46, 1898, 152.

2. *Ann. de Chimie et de Phys.*, 5, 1905, 284.

L'expulsion de la matière radioactive dans les transformations du radium[1]

Par S. RUSS et W. MAKOWER

Université de Manchester. — Laboratoire de Physique

Introduction.

La transformation de l'émanation du radium en radium A est accompagnée d'une émission de particules α dont la vitesse est de 1,70 10^9 cm. par seconde. L'atome résiduel de radium A doit recevoir une impulsion considérable et subir un recul dans la direction opposée à la direction dans laquelle la particule α a été projetée. Si l'on considère que la masse de la particule α est de l'ordre de 4, et que celle de l'atome du dépôt actif est de l'ordre de 100, on voit que cet atome doit se mouvoir avec une vitesse de l'ordre de 10^7 cm. par seconde. Quand l'émanation est mélangée avec de l'air à la pression atmosphérique, cet atome se trouve arrêté par ses chocs contre les molécules et ne peut traverser qu'une fraction de millimètre de ce gaz ; mais, à très faible pression, il pourra traverser des distances considérables et il s'arrêtera sur les parois du récipient[1].

Il en sera de même de l'atome de radium B provenant de la transformation du radium A. Le radium B peut se détacher d'une surface recouverte d'activité induite, et comme ce radium B n'est volatil qu'au-dessus de 600 degrés, il est possible que cette projection provienne de l'effet de recul qui se produit au moment où le radium A lance sa particule α, comme l'avait suggéré Rutherford[2]. Au cours du présent travail, ces expériences ont été reprises par Hahn et Meitner[3].

Les expériences qui vont être décrites mettent directement en évidence l'effet de recul du radium A, du radium B et du radium C quand ils prennent naissance respectivement à partir de l'émanation et des radiums A et B. On n'a pas fait d'expériences directes pour déterminer la distance à laquelle l'atome de radium A provenant de l'émanation se trouve lancé, mais une estimation approximative de cette distance a été déduite par Jackson[4] des expériences sur le transport du dépôt actif sur une cathode[7]. Le champ électrique n'exerce sensiblement aucune influence directrice sur les atomes de radium A quand la pression est très basse. Jackson a calculé que lorsque l'émanation est mélangée avec de l'air sous la pression de 1 cm de mercure, l'atome de radium A traverse 7 mm d'air avant d'avoir effectué un nombre suffisant de collisions pour pouvoir subir l'action du champ électrique. Le cas de la formation du radium C est un peu différent, car le radium B n'émet que des particules β de faible vitesse[1] ; l'atome de radium C subit une impulsion moins grande, mais on verra qu'il peut cependant parcourir, dans le vide, une distance considérable.

Les rayons de radium A et de radium B dans le vide.

Le but de ces expériences, dont un exposé préliminaire a déjà été donné ailleurs[2], était de mettre directement en évidence ces rayons de radium A dans le

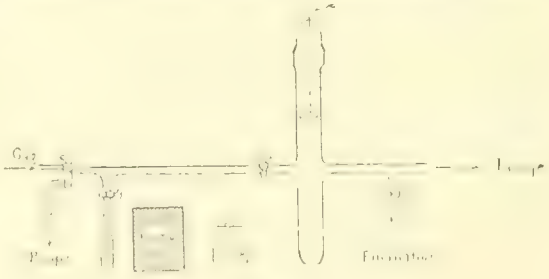


Fig. 1.

vide. Dans ce but, on employait l'appareil représenté figure 1. Dans un tube de verre cylindrique de 40 cm de long et 1,7 cm de diamètre, un disque de laiton D (de 1,6 cm de diamètre) était suspendu par l'intermédiaire d'un fil de platine soudé dans le bouchon rodé A. Avant de placer le disque dans le tube, on condensait dans ce tube une quantité convenable d'émanation en plongeant l'extrémité inférieure du tube dans l'air liquide. On déterminait la quantité d'émanation au moyen d'un électroscope à rayons γ (E), placé à proximité : au bout d'un temps conve

1. Mémoire lu à la *Royal Society of London*, communiqué par la *Royal Society*.
2. Rutherford, *Phil. Mag.*, octobre 1906.
3. Miss Brooks, *Nature*, 24 juillet 1907.
4. Rutherford, *Radioactivity*, p. 592.
5. O. Hahn et Lise Meitner, *Tech. d. Deutsche Phys. Gesell.* 9, n° 7. — O. Hahn, *Phys. Zeitsch.*, 10, 81.
6. Jackson, *Phil. Mag.*, novembre 1905.
7. Marsden, *Phil. Mag.*, novembre 1905.

1. Harvey a récemment suggéré que le radium B peut émettre des particules α, mais ses résultats demandent confirmation. *Phys. Zeitsch.*, janvier 1909.
2. Russ et Makower, *Nature*, 21 janvier 1909.

nable pour que la plus grande partie de l'émanation soit condensée et que l'équilibre radioactif soit atteint, on vidait le tube d'abord au moyen d'une pompe, puis, à l'aide du tube à charbon C plongé dans l'air liquide. On laissait ensuite rentrer l'air, on mettait en place le disque D, puis on revidait aussi bien que possible au moyen de C.

Le disque D est exposé au bombardement des particules de radium A et B, et peut-être aussi de radium C, provenant de l'émanation condensée à la partie inférieure. En enlevant le disque D et en mesurant son activité par ses rayons α, on doit s'attendre à trouver que le côté du disque tourné du côté de l'émanation est devenu actif. L'expérience a montré qu'il en est bien ainsi. En elle-même, cette expérience n'apprend rien sur l'effet cherché, car on sait que si une grande quantité d'émanation est condensée dans l'air liquide, la condensation n'est jamais complète et que, par suite de la présence de l'émanation à l'état gazeux, le disque D doit nécessairement s'activer. Mais on a toujours trouvé que l'activité de la face exposée aux rayons supposés était plus grande que l'activité de l'autre face (dans le rapport de 50 à 1 pour des conditions convenables), et il semble certain que cet excès soit dû à la radiation. Le rapport des activités des deux faces dépend de diverses circonstances expérimentales, mais l'activité de la face tournée vers l'émanation est toujours la plus grande et, par interposition d'un écran entre le disque et l'émanation, on peut annuler complètement l'excès d'activité de cette face.

Une autre expérience a été faite ultérieurement en condensant l'émanation dans un tube étroit (5,8 cm de long et 2 mm de diamètre) soudé à la partie inférieure du tube de la figure 1. Bien que la surface du disque exposé à l'émanation (que nous appellerons la face antérieure) soit toujours plus active que l'autre face (que nous appellerons la face postérieure), l'excès d'activité était beaucoup plus petit, comme on devait s'y attendre, par suite de la diminution de l'ouverture à travers laquelle devaient passer les rayons.

Ces expériences ont été faites avec différentes quantités d'émanation, et les résultats sont donnés tableau I. La quantité d'émanation est exprimée par le nombre de milligrammes de bromure de radium qui seraient en équilibre avec cette quantité d'émanation. Les expériences ont toutes été faites à une pression inférieure à 0,01 mm de mercure; la durée d'exposition des disques était de 40 minutes. L'excès d'activité est moindre que dans les premières expériences faites avec une plus grande ouverture, mais la face antérieure a toujours une activité plus grande que la face postérieure, quelle que soit la quantité d'émanation employée.

Tableau I.

I. Milligrammes de $RaBr_2$ en équilibre avec l'émanation employée.	II. Activité de la face antérieure du disque en unités arbitraires.	III. Activité de la face postérieure.	IV. Excès de l'activité de la face antérieure sur celle de la face postérieure.
16,55	2004	895	1109
7,12	1010	785	225
3,44	528	342	186
1,64	251	196	55
0,86	57	32	25

La tension de vapeur de l'émanation.

Les premières expériences ont été faites avec l'émanation de 30 à 40 milligrammes de bromure de radium mais on trouva plus avantageux de travailler avec une quantité plus faible. En fait, l'émanation condensée ne se comporte pas comme un liquide ordinaire possédant une tension de vapeur constante, mais sa tension de vapeur apparente semble dépendre de la quantité d'émanation condensée. L'activité de la face postérieure du disque peut servir de mesure à cette tension de vapeur. On voit dans le tableau I qu'en réduisant la quantité d'émanation de 16,55 à 0,86, la tension de vapeur apparente est réduite à peu près au trentième.

Quelques expériences directes ont été faites pour vérifier cette variation; elles montrent que la tension de vapeur apparente doit dépendre d'un certain nombre de conditions qui n'ont pas été étudiées et que la quantité d'émanation non condensée peut être considérable quand on travaille avec de grandes quantités d'émanation. Dans les expériences ultérieures, on a employé une quantité aussi petite que possible d'émanation.

La diminution de la radiation avec la distance à la source.

On doit s'attendre à ce que l'activité de la face antérieure du disque diminue quand sa distance à l'émanation augmente. Dans un tube plongé dans l'air liquide, l'émanation tend à se condenser en un anneau

Tableau II.

Distance du disque à l'émanation condensée, en centimètres d	Activité du disque après 1/2 heure d'exposition A	Ad
4,7	6,58	14100
8,8	187	14500
15,5	77,8	14200
17,25	62,9	18700
20,5	45,1	17800

fluorescent au niveau de l'air liquide. On a admis que toute l'émanation était condensée à cet endroit. Le disque D était exposé pendant une demi-heure à différentes distances, la pression étant toujours ramenée à 0,037 mm. de mercure. Les résultats sont donnés dans le tableau II et on voit que l'activité communiquée au disque varie sensiblement en raison inverse du carré de la distance.

Une difficulté, pour ces expériences, provient de ce qu'il faut faire rentrer l'air chaque fois que l'on veut enlever le disque. Les impuretés de l'air viennent se condenser sur l'émanation et forment écran. L'air a été soigneusement purifié par passage dans l'acide sulfurique, la soude caustique puis dans un serpentin plongé dans l'air liquide. Malgré ces précautions, on ne peut éviter complètement la diminution de la radiation qui se produit chaque fois que l'on fait rentrer l'air, mais avec un peu de soin on peut obtenir des résultats suffisamment concordants.

L'absorption de la radiation par l'air et par l'hydrogène.

Quand le résidu d'un atome d'émanation subit un recul, par suite de l'émission d'une particule α, son énergie cinétique est beaucoup moindre que celle de la particule α, à cause de sa plus grande masse. Son pouvoir pénétrant pour la matière sera plus petit que celui de la particule α. Si l'on considère le cas de la formation du radium A à partir de l'émanation et si on prend les masses de la particule α et de l'atome de radium A comme égales respectivement à 4 et à 218, on peut s'attendre à ce que le pouvoir pénétrant de l'atome de radium A ne soit que le cinquantième de celui de la particule α qui vient de s'en séparer. Le parcours de cette particule α étant, dans l'air, de 4,55 cm., l'atome de radium A doit être complètement arrêté par moins de 1 millimètre d'air à la pression atmosphérique.

Il en est de même pour la production de radium B à partir du radium A. La particule α du radium A possède un parcours de 4,82 cm. et l'atome du radium B doit avoir à peu près le même pouvoir pénétrant que l'atome de radium A.

Pour déterminer le pouvoir d'arrêt de l'air et de l'hydrogène, le disque D (fig. 1) a été exposé à la radiation d'une quantité constante d'émanation et l'on faisait varier la pression du gaz entre la source de radiation et le disque. Les premières expériences ont porté sur l'air et le disque était placé à 6,5 cm. au-dessus de l'émanation. La pression était mesurée au moyen d'une jauge de Mc. Leod. Les disques étaient exposés dans chaque cas pendant 40 minutes à la radiation et mesurés 15 à 20 minutes après avoir été retirés du tube.

Les résultats obtenus sont donnés par la figure 2, qui représente la variation de l'excès d'activité de la face antérieure sur l'activité de la face postérieure du disque en fonction de la pression. On voit que la quan-

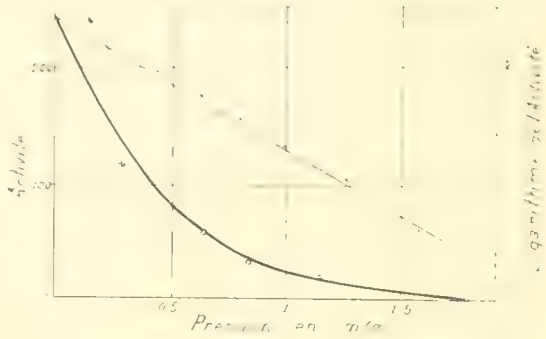


Fig. 2.

tité d'activité induite apportée par rayonnement est une fonction exponentielle de la pression comme le montre la courbe logarithmique qui a été calculée à partir de la courbe continue tracée entre les points expérimentaux. Bien que la loi générale d'absorption ressorte clairement de cette série d'observation, il est à noter que les points obtenus ne sont pas tout à fait sur la courbe. Les écarts ont été attribués à la cause signalée plus haut; après chaque expérience, il fallait laisser rentrer l'air pour remplacer le disque par un autre.

Une autre série d'expériences a été faite pour une distance de 13,5 centimètres, une première série de mesures étant faite pour des valeurs croissantes de la pression et une autre série pour des valeurs décroissantes. L'ordre dans lequel les observations ont été

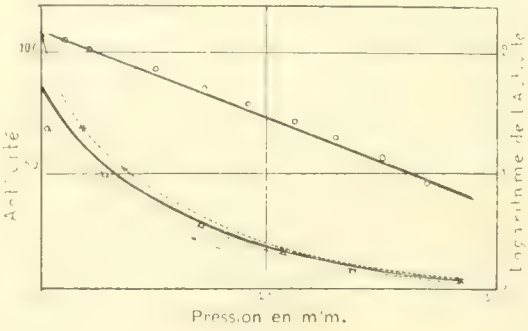


Fig. 3.

effectuées sont indiquées par les flèches (fig. 3). Il était impossible de retrouver le même point pour deux mesures successives faites à une même pression. La radiation reçue par le disque diminuait de plus en plus, de sorte que la courbe obtenue pour des valeurs décroissantes de la pression est au-dessous de la courbe obtenue pour des valeurs croissantes. On a adopté la courbe moyenne.

Tableau III.

Pression en millimètres	Activité du disque.
0,009	258
0,140	195
0,254	119
0,440	112
0,625	58
0,850	29
1,150	16,5
1,800	2

Tableau IV.

Pression en millimètres.	Activité du disque
0,005	108
0,040	71,5
0,095	50,5
0,274	15
0,472	5
0,542	8
0,175	28
0,075	49
0,005	70

Les courbes logarithmiques et les tableaux III[1] et IV montrent que, lorsque le disque est à 15,5 centimètres, l'absorption de l'air est environ 2,6 fois plus grande que lorsqu'il est à 6,5 centimètres.

Une autre série d'expériences a été faite avec l'hydrogène au lieu d'air pour la distance de 15,5 centimètres. L'hydrogène était préparé au moyen de zinc pur et d'acide sulfurique pur; il était ensuite purifié par passage dans une solution de permanganate puis dans de l'acide sulfurique, sur de la soude caustique et enfin dans un serpentin plongé dans l'air liquide. Les observations étaient plus satisfaisantes que dans l'air. On n'observait pas de diminution graduelle de la radiation, mais il se produisait des variations brusques, plutôt capricieuses. Après une série d'observations concordantes, la radiation diminuait brusquement et les mesures ultérieures concordaient entre elles. Ces variations devaient être dues à l'introduc-

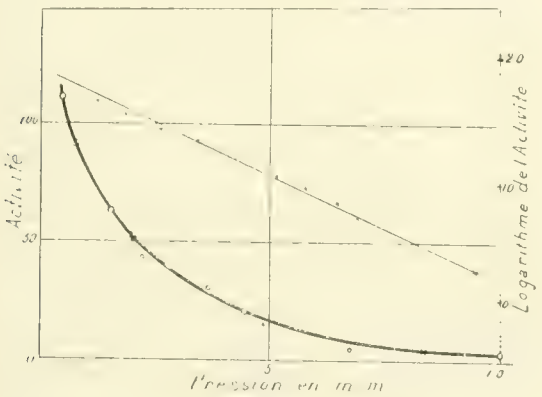


Fig. 4.

tion d'une impureté. Avec du soin, on a pu obtenir une série assez longue pour pouvoir déterminer l'absorption de l'hydrogène. Les résultats sont donnés figure 4.

D'après les courbes précédentes, on voit que la radiation (r) qui atteint le disque est donnée par la relation

$$r = r_0 e^{-\lambda p}$$

où r_0 est la radiation qui atteint le disque dans un vide parfait p la pression en millimètres de mercure et λ un coefficient constant qui mesure l'absorption de la radiation par le gaz.

En calculant la valeur de λ d'après les courbes des figures 2 et 5, on obtient : $\lambda_{6,5} = 2,62$ pour le disque placé à 6,5 centimètres de l'émanation et $\lambda_{15,5} = 6,9$ quand le disque est placé à 15,5 centimètres. On voit que $\frac{\lambda_{6,5}}{6,5} = 0,40$ est que $\frac{\lambda_{15,5}}{15,5} = 0,51$. Etant donnée la difficulté de connaître exactement la distance de l'émanation, ces nombres sont en bon accord.

Dans le cas de l'hydrogène, les expériences ont été faites seulement à une distance de 15,5 centimètres de l'émanation. La valeur du coefficient λ_H est de 4,2

Tableau V

Pression en millimètres	Activité du disque	Pression en millimètres	Activité du disque
0,045	109	0,482	15,5
0,080	89	0,665	5,5
0,150	69	0,682	10
0,195	50	0,855	4
0,225	42,5	1,010	1,5
0,557	50		

d'après la figure 4 et le tableau V. Pour une distance de 15,5 centimètres,

$$\frac{\lambda_{air}}{\lambda_H} = \frac{6,9}{4,2} = 1,64$$

Si l'on remarque que la densité de l'air est 14,44 fois plus grande que celle de l'hydrogène, on voit que l'absorption de l'hydrogène, pour cette radiation, est beaucoup plus grande que celle que sa densité pourrait faire prévoir.

La composition de la radiation de l'émanation.

La composition de la radiation reçue par le disque peut se déduire de la courbe de décroissance de son activité. La courbe I, (fig. 5) correspond à la décroissance de l'activité du disque soumis à l'action de la radiation de l'émanation pendant 40 minutes, dans l'air sous une pression inférieure à 0,01 millimètre, ce disque étant à 6,5 centimètres de l'émanation. La courbe I_1 correspond à la décroissance de l'activité induite sur un conducteur chargé négativement exposé, pendant le même temps, dans l'émanation. Il y a entre ces deux courbes une différence frappante qui s'explique si l'on admet que le disque reçoit, dans le premier cas, du radium A et du radium B et que, dans le second cas, il ne s'y dépose que du radium A.

Les courbes II et II_1 ont été obtenues dans les

1 Dans ce tableau et dans les tableaux IV et V, la seconde colonne représente l'excès d'activité de la face antérieure sur la face postérieure, qui, dans un bon vide, ne diffère que de quelques pour cent de l'activité de la face antérieure.

mêmes conditions mais avec une exposition de 10 minutes.

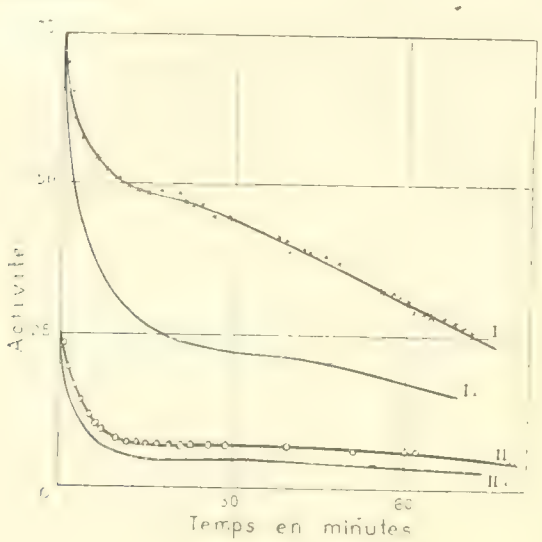


Fig. 5.

Le nombre de particules de radium A et de radium B projetées par l'émanation dans le vide.

Il est possible de calculer le nombre de particules qui atteignent le disque dans le vide. L'activité du disque (exposé pendant un temps suffisant pour que l'équilibre radioactif soit atteint) mesurée immédiatement après l'avoir enlevé du tube, permet, par comparaison avec l'activité d'une lame recouverte de polonium[1] et émettant un nombre de particules α connu, de connaître le nombre de particules α émises par ce disque pendant l'unité de temps. Au moment où le disque est retiré du tube, le nombre de particules α émises par le radium A et par le radium C qui y sont déposés doit être sensiblement le même. Les mesures ont montré que les quantités de radium A et de radium C déposées correspondaient aux quantités de ces substances qui sont en équilibre avec $5,45.10^{-4}$ milligrammes de radium. L'émanation employée correspondant à 1,18 milligrammes de radium, la quantité de radium A et de radium C déposés sur le disque était $2.92.10^{-4}$ fois la quantité totale de radium A et de radium C en équilibre avec l'émanation. D'après les dimensions de l'appareil, la fraction de la radiation totale (de radium A et de radium B) qui devrait atteindre la plaque serait de $5,5.10^{-5}$. Nous voyons donc qu'un onzième environ des particules lancées vers le disque atteint ce disque. Étant donnée la facilité avec laquelle ces particules sont absorbées par la matière, il ne semble pas douteux qu'avec une couche d'émanation suffisamment mince, sans impuretés et dans un vide suffisamment élevé, chaque particule de radium A et de radium B produite serait rayonnée par l'émanation.

[1] [illegible] polonium.

La radiation du radium B et du radium C.

Dans les expériences précédentes, l'émanation contenait du radium A et du radium B, ce qui compliquait les conditions expérimentales et il était difficile de voir s'il existe des rayons de radium C.

Dans ce but, des expériences ont été faites avec une plaque qui avait été recouverte d'activité induite en l'exposant à l'émanation du radium. Une telle plaque ne peut projeter du radium A à moins qu'il ne reste une trace d'émanation adhérente à sa surface. Au bout d'un certain temps, le radium A ayant disparu, aucune particule de radium B ne peut être projetée et il ne reste comme possible que la projection du radium C par le radium B.

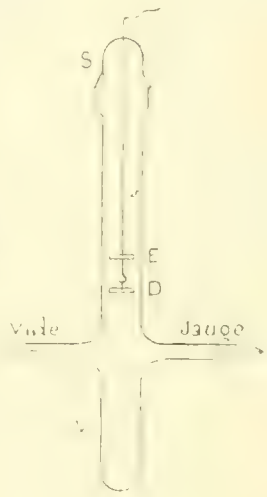


Fig. 6.

L'appareil employé est représenté figure 6. La plaque D qui a été exposée pendant un temps déterminé à une quantité considérable d'émanation, était suspendue par un petit crochet à 1 centimètre au-dessous d'un disque E. On vidait rapidement le tube au moyen du charbon et de l'air liquide. Au bout d'un certain temps, on laissait rentrer l'air et on mesurait l'activité α du disque E.

Avant d'indiquer les résultats obtenus, nous allons examiner ce que l'on peut prévoir. Considérons le cas où la plaque D qui a été exposée à l'émanation contient du radium A, du radium B et du radium C en proportions qui dépendent de la durée d'exposition. Le disque E doit recevoir une certaine proportion de particules de radium B qui proviennent de la transformation du radium A. Si l'on admet que le radium B ne projette pas de radium C, on peut calculer l'activité que possédera le disque C à un instant quelconque après avoir été retiré du tube[1]. Ce calcul a été fait pour une exposition de 5 minutes à la radiation de D; cette courbe théorique a été tracée en I, fig. 7.

Dans les premières séries de mesures, la plaque D était exposée pendant 10 minutes dans l'émanation, placée ensuite dans un récipient que l'on vidait rapidement pour enlever la plus grande partie de l'émanation adhérente et, une minute et demi après avoir

[1] [illegible] *Radioactivity*, p. 359.

été retirée de l'émanation elle était placée en position dans le tube V. On vidait alors ce tube rapidement et l'on exposait le disque E pendant 5 minutes aux

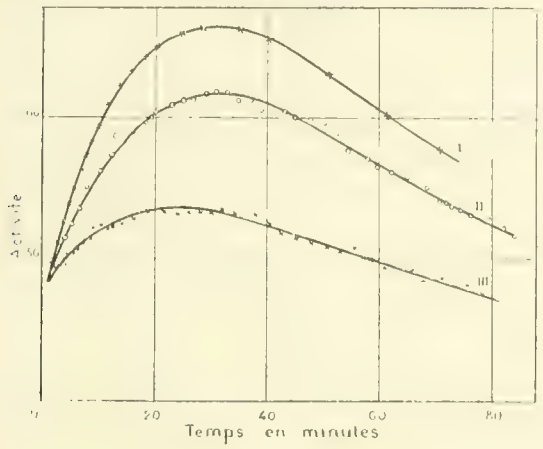


Fig. 7.

rayons de la plaque D. Le côté de E qui était tourné vers D était fortement actif, l'autre côté n'était que faiblement actif, cette faible activité provenant de l'émanation qui avait été entraînée par D. L'émanation ayant aussi agi sur la face antérieure, on corrigeait l'activité de cette dernière.

L'activité de E était suivie pendant une heure un quart. Les résultats sont donnés par la courbe II, figure 7. On voit que l'activité α augmente pendant la première demi-heure et décroît ensuite. C'est ce que l'on peut prévoir si du radium B a été projeté par D. Mais la courbe se trouve considérablement au-dessous de la courbe théorique, ce qui doit se produire si du radium C a été projeté pendant la transformation du radium B déposé sur D.

Ce résultat était assez inattendu, car, à moins que le radium B n'émette des particules α, il ne pourrait s'expliquer qu'en supposant que le radium C se trouve projeté par le recul dû à l'émission d'une particule β. Il était nécessaire de confirmer ce résultat.

Une expérience semblable à la précédente fut alors faite en exposant la plaque D à l'émanation pendant près de trois heures au lieu de 10 minutes. Dans ces conditions, la quantité de radium B déposée sur la plaque était beaucoup plus grande par rapport à la quantité de radium A et la courbe devait descendre beaucoup plus bas que la courbe II. La courbe III montre qu'il en est bien ainsi.

Bien que ces expériences montrent que du radium C est projeté dans le vide par une plaque recouverte de radium B, il a semblé désirable de confirmer ce point d'une manière plus directe. La plaque D exposée à l'émanation pendant 2 heures et demie était maintenue dans le vide pendant 19 minutes pour enlever toute trace d'émanation. Pendant ce temps, tout le radium A avait pratiquement disparu. Le disque E était ensuite exposé au rayonnement de D pendant 50 minutes et son activité était suivie pendant l'heure suivante. On trouva qu'il s'y était déposé du radium C

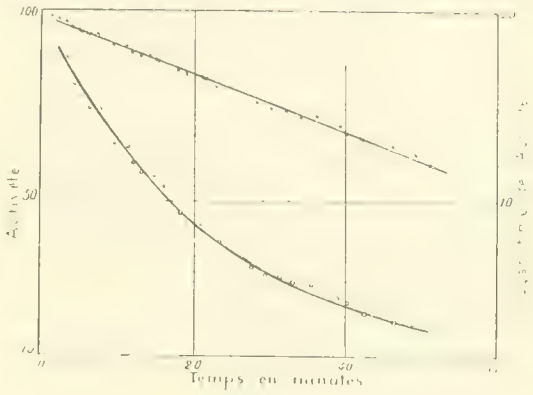


Fig. 8.

pur, car l'activité diminuait suivant une loi exponentielle, de moitié en 19 minutes (fig. 8 et tableau VI).

Tableau VI.

Temps en minutes	Activité	Logarithme de l'activité	Temps en minutes	Activité	Logarithme de l'activité
1	90,5	1,957	19	45,5	1,656
2	88,6	1,947	21	43,8	1,642
3	85,6	1,932	25	40,4	1,606
4	81,0	1,908	28	33,5	1,525
5	77,5	1,888	30	30,9	1,490
6	74,5	1,872	32	30,1	1,479
7	74,2	1,870	34	28,2	1,450
9 à 2	64,8	1,812	36	28,0	1,447
11	63,9	1,806	39	24,6	1,391
12	60,1	1,779	40	23,2	1,366
13	57,7	1,761	42	21,4	1,330
14	57,1	1,757	46	19,2	1,285
15	54,6	1,737	49	17,8	1,250
18	47,8	1,679	51	15,7	1,196

Le radium C doit de même projeter du radium D mais la décroissance de ce dernier est trop lente pour pouvoir affecter les mesures.

Puisque le recul du radium C est produit par la projection d'un électron, sa vitesse doit être beaucoup plus petite que celle du radium A et du radium B et il doit être plus facilement absorbé par la matière. Quelques expériences ont été faites sur ce sujet. En opérant comme précédemment dans l'air sous une pression de 0,14 mm. de mercure au lieu d'opérer dans le vide, la radiation était réduite au dixième. D'autres expériences ont été faites sous différentes pressions mais la loi d'absorption n'a pas encore été déterminée avec quelque précision.

En résumé.

1° Quand l'émanation du radium, en équilibre radioactif avec ses produits de transformation est

condensée dans un tube dans lequel on a fait le vide et qui est plongé dans l'air liquide, elle rayonne des particules d'activité induite. Ce phénomène est attribuable au recul de l'atome résiduel qui se produit au moment où la particule α est émise.

2° La loi d'absorption de cette radiation par l'air ou par l'hydrogène a été étudiée. La radiation atteignant une surface placée à distance constante de l'émanation est une fonction exponentielle de la pression du gaz.

3° La loi de décroissance de l'activité recueillie sur une surface exposée à l'émanation montre que du radium A et du radium B atteignent cette surface.

4° Du radium B et du radium C sont rayonnés dans le vide par une surface qui a été activée par l'émanation. En supposant que le radium B n'émet que des particules β, la radiation du radium C doit être due au recul des atomes au moment où ils émettent les particules β.

Ce travail nous a été grandement facilité par l'amabilité du professeur Rutherford qui nous a fourni l'émanation nécessaire. Nous profitons de cette occasion pour lui adresser nos remerciements.

Reçu le 15 avril 1909.

Extrait de l'anglais par M. Morin.

ANALYSES

Électronique

Remarques sur le phénomène de Zeeman.

A. Cotton (*Société française de Physique*, 7 mai 1909).

M. Cotton présente d'abord à la Société un tableau destiné au volume des constantes, et où sont en vraie grandeur, en unités C. G. S. et dans l'échelle des fréquences, les principaux types des changements magnétiques des raies d'émission ou d'absorption *des gaz*. Après quelques remarques générales sur la relation entre les deux cas principaux d'observation, sur les expériences de Righi faites obliquement au champ, etc., et après avoir signalé les mesures concordantes de Gmelin et Zeeman sur un cas de déplacement de la composante centrale du triplet, il indique les remarques suivantes se rapportant au tableau présenté :

Les champs employés dans plusieurs mesures n'ont pas été déterminés avec assez de précision; c'est ainsi que des recherches intéressantes de Purvis perdent beaucoup de leur utilité par suite des valeurs inexactes indiquées pour les champs : il faut certainement les diminuer de près d'un quart, mais on ne peut calculer avec certitude le facteur de correction. — Il conviendrait toujours, même quand on détermine le champ directement, de photographier dans les mêmes conditions des raies déjà mesurées en valeur absolue et d'indiquer le résultat direct de ces mesures pour permettre un contrôle ou des corrections ultérieures. — La valeur trouvée par Weiss et Cotton pour les raies bleues du zinc (écart dans l'échelle des fréquences entre les composantes latérales $\frac{\omega}{\gamma} = 1,88 \times 10^{-7}$). H, qui s'écartait notablement de la valeur alors admise, a été confirmée, indépendamment de toute théorie, par les mesures récentes ayant le même objet. La légère différence, qui subsistait entre les résultats publiés peu après par Mlle Stettenheimer et les leurs, a diminué encore depuis que Gmelin a reconnu tout dernièrement qu'une correction était à apporter aux mesures de champ faites à Tubingen, et ses propres mesures sont en accord excellent.

D'autre part, diverses mesures récentes sur les rayons cathodiques ont montré que la valeur admise pour le rapport $\frac{e}{m}$ était trop élevée. Classen vient de trouver $\frac{e}{m} = 1,77 \times 10^{7}$. La valeur qu'on calculerait d'après le phénomène de Zeeman pour le zinc, en appliquant la formule de Lorentz, est exactement double.

Il faut désirer que ces nouvelles mesures sur les rayons cathodiques soient, à leur tour, contrôlées. En admettant les nombres actuels, on voit qu'il y a des relations très simples entre le triplet pur d'écart normal de Lorentz et les changements des raies appartenant aux séries étudiées par Runge et Paschen. — L'hélium, dont les raies (dans le spectre visible), étudiées par Lohmann, donnent des triplets purs d'écart moitié de celui indiqué plus haut pour le zinc, est donc un corps pour lequel la théorie de Lorentz paraît se vérifier complètement et numériquement : les diverses raies donnent toutes, en effet, le triplet pur d'écart normal.

Les raies d'un même corps appartenant à une même *série* ont toujours donné le même phénomène, avec le même écart dans l'échelle des fréquences.

Les raies homologues des métaux chimiquement voisins donnent aussi, en général, le même phénomène; mais Miller a signalé des exceptions à cette règle plus générale (raies des *premières séries secondaires* ou *séries diffuses*). Il semble que la présence des raies satellites, qu'on observe alors, vienne compliquer les choses, et qu'elle explique aussi que, dans ce cas, on ne voit plus de relations simples (sauf pour Mg où il n'y a pas de satellites) avec l'écart normal.

La plupart des raies *non sériées* donnent des triplets purs dont les écarts entre les composantes varient dans de larges limites. M. Cotton a cherché de quelle façon ces écarts paraissent distribués, d'après leur grandeur même, en utilisant les résultats de Moore, Van Meurs, Jack, etc., qui ont étudié des spectres présentant de nombreux triplets. Ces écarts semblent se grouper régulièrement non pas autour de l'écart normal, mais autour de *plusieurs* valeurs privilégiées qu'on retrouve parfois dans des corps différents. M. Cotton estime que ce travail serait fait avec beaucoup plus de fruit par ceux-là mêmes qui n'ont pas reculé devant ces mesures patientes et qui pourraient tenir compte de la précision, variable de l'un à l'autre, des mesures de divers triplets.

Les raies non sériées donnant des changements plus compliqués que le triplet ne sont pas toujours en relation avec

l'écart normal : les formules par lesquelles Ritz exprime les écarts s'appliquent au contraire fort bien, dans tous les cas, en faisant intervenir des facteurs entiers très simples.

M. Cotton passe ensuite aux travaux théoriques. A propos de la théorie élémentaire de Lorentz (un seul électron), il rappelle que Lorentz (Congrès de 1900) remarquait lui-même que l'hypothèse d'une force quasi-élastique proportionnelle à la distance paraissait certainement bien éloigné de la réalité. M. Cotton indique que, si l'on pouvait se borner au cas des vibrations circulaires normales au champ, cette difficulté n'apparaîtrait pas. En imaginant une force centrale variant avec la distance suivant une loi quelconque, on retrouve aussitôt dans ce cas la formule de Lorentz : $\frac{\omega'}{\omega} = \frac{eH}{2\pi m}$. Si l'on pouvait limiter ainsi le problème, on pourrait donc admettre, par exemple, l'hypothèse séduisante d'un électron gravitant autour d'un centre positif (envisagée par Lodge, Langevin, Pellat). Mais il devient plus difficile qu'avec l'hypothèse de Lorentz d'expliquer le phénomène de Zeeman en ce qui concerne la composante centrale du triplet, et il subsiste la difficulté que la période des vibrations émises devrait, semble-t-il, varier avec l'intensité.

Passant à la théorie qu'a donnée M. Voigt (voir son livre *Magneto-und Elektro-optik*) des cas plus compliqués que le triplet et où ce savant spécialise, en considérant des *électrons associés*, la théorie plus générale donnée en second lieu par Lorentz, M. Cotton remarque que, jusqu'à présent, ces calculs n'ont pas conduit à des formules simples comme celles de Ritz régissant les écarts des diverses composantes. Puis il rappelle la difficulté que signale Dufour dans un de ses Mémoires : celle que soulèvent les raies insensibles au champ magnétique : non seulement les raies des bandes résolubles (Zeeman, H. Becquerel et Deslandres, etc.), mais celles qu'on trouve çà et là dans les spectres du fer et de nombreux autres métaux. Ces raies paraissant tout à fait insensibles au champ, on ne comprend pas comment le champ n'exerce aucune action sur les électrons auxquels on les attribue. On ne peut pas admettre que les vibrations s'effectuent parallèlement aux lignes de force; la lumière émise par ces raies sous l'action du champ serait complètement polarisée. On a invoqué, pour expliquer que l'effet Zeeman n'a pas toujours la même grandeur, la variation de la masse électro-magnétique de l'électron à l'intérieur de l'atome (Pellat) : il semble difficile d'appliquer cette remarque à ces raies pour lesquelles il faudrait supposer que la masse croît considérablement.

Aussi, M. Cotton estime qu'actuellement la théorie proposée par Ritz, à la fin de son Mémoire *Magnetische Atomfelder und Serien Spectra* (*Annalen*, **25** (1907) 675 et qu'il esquisse en prenant comme exemple le cas de la raie bleue du zinc 4680, est celle qui paraît la plus féconde. Ritz suppose que le champ magnétique détermine des mouvements de *rotation* et d'*oscillation* de l'atome, ou de *parties* de l'atome, celles notamment auxquelles Ritz rattache l'origine des séries de raies. Le sens du phénomène, dans l'observation longitudinale, est alors déterminé uniquement par le sens dans lequel s'effectue la rotation (le signe des charges supposées n'intervenant pas); sa grandeur dépend de la vitesse angulaire : celle-ci peut être, dans certains cas, en relation simple avec cette vitesse angulaire de rotation constante $\omega = \frac{eH}{m}$, avec laquelle tourne, autour des lignes de force d'un champ magnétique, dans le sens des courants d'Ampère, un électron *libre*[1]. Cette théorie a déjà conduit à des formules pour la place des composantes, que l'expérience a vérifiées; d'autre part, les hypothèses fondamentales qu'elle admet sont appuyées par des phénomènes tout différents; elles se rattachent notamment à l'idée ancienne déjà, défendue par Lord Kelvin et par plusieurs autres savants, de l'existence de mouvements tourbillonnaires dans le champ magnétique. Lorentz lui-même, examinant en 1900, en toute impartialité, les diverses théories proposées pour le phénomène de Zeeman, et signalant une tentative faite dans ce sens par Henri Becquerel, ne disait-il pas qu'une théorie de ce genre pourrait bien un jour remplacer toutes les autres?

Sur l'effet Zeeman positif : une nouvelle tentative d'explication. — Dans une deuxième partie de sa Communication, M. Cotton examine les cas trouvés par MM. Jean Becquerel et Dufour, où des vibrations circulaires du sens des courants d'Ampère ont leur fréquence diminuée par l'action du champ. Pour ne pas compliquer par des questions de langage les discussions sur ce point, M. Cotton adoptera la terminologie proposée, dans une précédente communication, par M. Jean Becquerel : celui-ci appelle bandes *positives* les bandes qu'il appelait autrefois bandes *à électrons positifs*, et que M. Dufour appelait de son côté bandes *anomales*. M. Cotton parlera de même d'effet Zeeman positif et négatif; ces mots n'impliquent aucune hypothèse.

Pour expliquer l'effet positif dans la théorie de Lorentz, on peut ou bien supposer qu'il y a des électrons positifs, ou bien que le champ réellement agissant est de sens inverse à celui de l'électro-aimant. On rencontre, dans l'une et l'autre voie, des difficultés. Celles que M. Dufour et M. Cotton ont signalées l'an passé (séance du 5 juin 1908), à propos des électrons positifs, ne paraissent pas toutes levées actuellement[1]. M. Cotton ajoute qu'il ne s'exagère pas l'importance de telles difficultés, il estime qu'il ne faut pas être plus sévère pour les électrons positifs que pour les électrons négatifs. Mais on a le droit d'être aussi sévère et de signaler les points qui restent obscurs. Il faut bien reconnaître que la théorie de Lorentz a déjà reçu, dans des cas particuliers au moins, des vérifications numériques précises et qu'elle établit un lien entre des phénomènes au premier abord tout différents. Il n'en est pas de même jusqu'ici pour l'hypothèse des électrons positifs. M. Jean Becquerel a fait allusion à l'intervention de ces derniers dans les théories de la conductibilité et du phénomène de Hall : M. Cotton lui demande de préciser les raisons qui lui paraissent rendre nécessaire cette intervention.

M. Cotton termine sa Communication en indiquant qu'il lui paraît possible d'expliquer l'effet Zeeman positif lui-même (et même le cas des raies insensibles au champ) sans introduire de nouveaux électrons. Il se place au point de vue de Ritz et admet que le sens du phénomène longitu-

1. M. Ritz considère comme possible la présence de tels électrons dans les sources utilisées.

1. *Bull. des Sciences*, tome 4, p. 54. — A propos des *cristaux*, M. Cotton fait remarquer que les expériences publiées ensuite que M. Jean Becquerel a apportées dans la dernière séance montrent qu'il n'y a pas *dans le cas des cristaux* [illegible] les bandes étudiées, de résolu réel. Mais l'existence d'un [illegible] du véritable n'est pas contraire à la symétrie du champ, et l'on peut, jusqu'à nouvel ordre, parfaitement parler, dans le seul cas des vapeurs bien entendu, de polarisation circulaire incomplète, comme le fait M. Dufour. Lorentz lui-même, en 1900, avant que l'effet positif ait été découvert, que la symétrie du champ imposait seulement, dans les observations longitudinales, que s'il y a polarisation, cette polarisation doit être circulaire, soit complète, soit *partielle*. Ce qui serait contraire à la symétrie du champ, c'est qu'il y ait, dans le faisceau [illegible] étudié, une différence de phase constante entre les deux [illegible] circulaires inverses. La source, dans son ensemble, est [illegible] le champ magnétique est de révolution, [illegible] suivant le grand axe de l'ellipse résultante.

tudinal est déterminé par le sens du mouvement de rotation d'un atome ou d'une partie de l'atome. Si l'on renonce à la conception d'un atome envisagé comme un solide rigide, rien n'empêche de supposer que différentes parties d'un atome (ou mieux ici, d'une molécule) peuvent tourner dans le champ dans des sens opposés. En se bornant à dire cela, on ferait une hypothèse gratuite tout aussi audacieuse que celle qui consiste à supposer simplement des électrons positifs. Mais on peut trouver des raisons pour que de tels mouvements inverses se produisent et aussi pour que leur fréquence croisse proportionnellement au champ. Supposons qu'une charge électrique e, par exemple, décrive d'un mouvement uniforme un cercle de centre O. En un point O′ du plan du cercle, et à l'intérieur de celui-ci, il se produit un champ électrostatique tournant d'intensité variable : l'extrémité du vecteur représentant le champ à chaque instant décrit une courbe fermée qui serait un cercle si O′ était en O, et dont le sens est toujours le même que celui du mouvement de e. Si O′ est à l'extérieur, au contraire, l'extrémité du vecteur, représentant en grandeur et direction le champ, en ce point décrit une courbe fermée (qui ne peut plus être un cercle) et qui est toujours parcourue en sens contraire du mouvement de e. Supposons alors qu'on place dans le plan du cercle un corps vibrant capable d'osciller autour du point fixe O′, et portant lui-même une charge e' (de signe quelconque). Si ces oscillations propres sont *amorties*, il pourra se produire un mouvement de rotation de e' autour de O′, synchrone du mouvement de e (ou en relation simple avec lui) qui se fera dans le même sens, si O′ est à l'intérieur, en sens inverse si O′ est à l'extérieur.

Pour le vérifier, M. Cotton a fait l'expérience suivante, qu'il montre à la Société, et qui est en somme l'expérience précédente, mais faite avec des pôles d'aimant remplaçant les charges électriques, ce qui permet de la montrer aussitôt. On plante excentriquement, sur un disque horizontal, muni d'une poulie, une tige d'acier aimantée verticale, dont l'extrémité supérieure représentera e (c'est-à-dire, *par exemple*, un électron libre tournant dans le champ avec la vitesse angulaire ω caractérisant ce champ). D'autre part, une aiguille à coudre, un peu longue et aimantée, est suspendue par sa pointe à l'extrémité d'une autre tige aimantée verticale qui sert simplement de support; l'extrémité inférieure e' de cette aiguille peut ainsi osciller dans le voisinage du plan de e, à la façon d'un pendule conique (elle représentera un système vibrant analogue à ceux de Ritz). Lorsqu'on lance le moteur commandant le disque, on voit bientôt, après une période initiale troublée où interviennent les oscillations propres de l'aiguille, s'établir un mouvement de régime régulier pendant lequel l'aiguille balaye un cône d'ouverture plus ou moins grande, suivant la vitesse du moteur. Si l'on examine alors le sens dans lequel s'effectue le mouvement, on trouve toujours le même sens que celui de e, si l'aiguille e' est placée à l'intérieur du cercle décrit par e et le sens contraire, si on l'a placée à l'extérieur. Dans l'expérience disposée à la Société, on a suspendu deux aiguilles identiques qui effectuent en même temps leurs mouvements inverses[1].

[1] A la suite de cette communication, M. Jean Becquerel rappelle que toute théorie nouvelle ou toute extension des anciennes théories du paramagnétisme de Langevin devra nécessairement rendre compte de la multiplicité de l'effet positif et de l'effet négatif dans la décomposition magnétique de certaines bandes.

Au sujet des résultats, de tout des expériences apportées dans la dernière séance par M. Jean Becquerel, tout de montrer que les composantes principales, d'une part, et les prétendus résultats d'autre part, *doivent être considérés comme deux systèmes distincts*, mais il n'est pas impossible que, dans certains cas, ces deux mêmes systèmes occupent la même position dans le spectre.

M. Jean Becquerel déclare, une fois de plus qu'il n'a jamais eu pour but, comme quelques physiciens paraissent le croire, d'imposer l'idée des électrons positifs. Il croit seulement que cette hypothèse est actuellement la plus séduisante, parce qu'elle est très simple et qu'aucune autre n'a encore été trouvée pour expliquer les faits qui viennent d'être rappelés.

D'ailleurs, M. Jean Becquerel estime que, dans toutes ces questions, où les hypothèses ont un caractère d'autant plus provisoire que notre ignorance est plus grande, il ne faut attacher une importance primordiale qu'aux faits expérimentaux.

Phénomènes cosmiques

Le ballon libre dans le champ électrique terrestre. — A. Ebert et C.W. Lutz (*Beitr. zur Phys. der freien Atmosphäre*) (Strasbourg 1908). — L'étude du champ électrique terrestre en ballon libre est sujette à une grande difficulté. Le champ terrestre G qu'il s'agit de mesurer est en effet modifié considérablement par la présence même du ballon, et cela de deux manières : le ballon, par effet d'influence, déplace et déforme les surfaces équipotentielles, en même temps qu'il crée des lignes de force nouvelles par l'effet de sa charge propre (charge acquise au départ ou quand on jette du lest). Par suite de ces effets perturbateurs le champ électrique mesuré G′ diffère du champ vrai G qu'on observerait en l'absence de ballon, et il importe d'avoir des notions précises sur la valeur du facteur de réduction R ou du rapport $\frac{G'}{G}$.

Bornstein a admis qu'en employant deux paires de collecteurs placés à des hauteurs différentes, on pouvait conclure de la concordance de leurs indications à l'absence de charge libre du ballon. Cette hypothèse n'est généralement pas exact. D'autre part Schtuz Linke et surtout Berndorff ont voulu traiter par le calcul le problème de la perturbation d'un champ uniforme par un ellipsoïde conducteur. Mais le calcul, malgré son intérêt, ne semble pas immédiatement applicable au cas d'un ballon libre, dont la forme diffère trop de celle d'un ellipsoïde.

Aussi MM. Ebert et Lutz ont ils entrepris d'étudier le problème au point de vue purement expérimental. S'appliquant sur le principe de similitude de Maxwell, ils ont créé un champ uniforme artificiel au moyen d'un condensateur plan, et dans le champ ils ont placé un modèle métallique, réduit du ballon même (Sohncke) servant aux expériences véritables. Ils ont alors exploré systématiquement le champ au moyen d'un collecteur à gouttes et construit empiriquement les lignes de niveau.

Le résultat des mesures est le suivant. Si le ballon ne possède aucune charge, les surfaces équipotentielles du champ terrestre se rapprochent au-dessus et au-dessous du ballon, elles s'écartent latéralement. Si le ballon possède une charge propre, même relativement faible, les circonstances les plus diverses peuvent se produire selon le signe et l'importance de cette charge, en tous cas la déformation du champ peut devenir énorme et le facteur de réduction R prendre des valeurs notablement différents de l'unité. Il suit de là qu'il est essentiel, si l'on veut donner un sens aux mesures faites en ballon libre, de maintenir constamment l'ensemble du ballon (considéré comme un conducteur) en équilibre électrique avec l'une des surfaces équipotentielles traversant la région où il se trouve. On obtient le résultat en laissant fonctionner en permanence un égaliseur de potentiel lié au ballon et enlevant le guide-rope. MM. Ebert et Lutz ont déterminé l'endroit le plus favorable où doit être placé cet égaliseur de potentiel, et montré que sous certaines conditions le champ électrique terrestre dans l'axe du ballon possède, à une distance de 8-10^{m} au-dessous de la nacelle, la même valeur qu'il aurait en l'absence de

ballon. C'est évidemment dans cette région, où le facteur de réduction est égal à 1, que devront être placés les collecteurs à gouttes destinés à la mesure du champ terrestre. Ce résultat important se trouve confirmé très exactement par une discussion de calcul relative à l'influence d'un ellipsoïde.

MM. Ebert et Lutz montrent comment la répartition des surfaces équipotentielles au voisinage du ballon libre influe non seulement sur la mesure du gradiant atmosphérique, mais aussi sur les mesures d'ionisation. Ils indiquent quelles doivent être dans ce cas les conditions les plus favorables à une mesure exact. Léon Bloch

Technique

Appareil à l'usage des laboratoires pour la liquéfaction de l'air et sa séparation en ses divers éléments. — **G. Claude** (*Société Française de Physique*, 7 mai 1909). M. Georges Claude a présenté un appareil destiné à l'usage des laboratoires et établissements scientifiques et permettant de produire, suivant les besoins, l'air liquide, l'oxygène et l'azote gazeux ou liquides ; le néon, l'hélium et les autres gaz rares de l'atmosphère. On retrouve dans cet appareil les caractéristiques essentielles des procédés de l'auteur : liquéfaction de l'air par détente avec travail extérieur, séparation progressive des éléments de l'air pendant le cours de sa condensation, grâce au dispositif du *par retour en arrière*. La puissance exigée par cet appareil est de 20 chevaux environ, et sa puissance de production, comptée en air liquide, est de 6 à 7 litres à l'heure et, en oxygène gazeux pur, de 10 mètres cubes à l'heure.

Il peut, en outre, produire par heure 2 litres d'oxygène liquide ou d'azote liquide purs, 2 mètres cubes à 5 mètres cubes d'azote gazeux à 99,8 pour 100, 1 litre de néon et d'hélium, etc.

REVUE DES LIVRES

Les transformations radioactives (Radioactive Umwandlungen), par **E. Rutherford**. Traduit de l'anglais par **M. Levin** (Chez F. Vieweg, Braunschweig, 1907, 285 pages (14 × 22). Prix M. 8).

Le « Radioactive Transformations », deuxième grand ouvrage de l'éminent auteur, a été presqu'aussitôt qu'il parut, traduit en allemand. Il a aussi, en Allemagne, son succès bien mérité, soit dans des milieux scientifiques, soit dans des cercles des amateurs de la science.

En effet, le but de cet ouvrage — complètement résolu d'ailleurs — était de donner l'exposition de l'idée de la radioactivité, d'une façon un peu populaire, mais d'une manière tout à fait rigoureuse pour l'homme de science.

En somme, le sujet du présent livre ne diffère pas beaucoup de celui exposé dans le « Radioactivity » ; mais il en diffère beaucoup quant à son mode de raisonnement, dans la tendance des conclusions.

L'ouvrage débute par un compte-rendu historique général exposant au lecteur les faits qui ont amené l'auteur à la conception de transformation de la matière.

Un chapitre spécial (Chapitre III) est consacré à l'étude de série du thorium, et ici on mentionne déjà l'idée de la transformation ; dans le quatrième chapitre parlant de l'émanation du radium, ces notions se trouvent développées, tandis qu'elles sont déjà approfondies dans les chapitres V, VI et VII ; dans la huitième partie, elles sont traitées au point de vue général ; le chapitre suivant parle de phénomènes provoqués par la radioactivité, en rapport avec les phénomènes cosmiques, et en même temps expose la répartition des substances radioactives.

La plus importante est la partie qu'y suit ; elle nous fait sentir que son sujet comprend les propositions les plus fondamentales de l'auteur, exposant les propriétés des rayons α, dont les caractères principaux sont plusieurs fois soulignées.

En effet, pour rendre ces notions de l'ordre d'une importante loi, d'une importance d'un fait dont la cause est la plus profonde et la plus grandiose, rien ne manquait, sauf les expériences de l'auteur, qu'il a faites depuis. (Nous renvoyons aux articles suivants : une méthode électrique de numération des particules α, la charge et la nature de particules α ; en collaboration avec M. Geiger : *Le Radium*, 1908, p. 257 et 265 ; ainsi que « sur la nature des particules α » en collaboration avec M. Royds ; *Le Radium*, 1909, p. 47). Aujourd'hui nulle théorie ne semble plus solide que celle-ci. Les faits épars cessent d'être étrangers les uns aux autres ; ils tendent à s'ordonner en une imposante synthèse.

Les conséquences de la théorie et quelques faits observés en relation avec elle, font l'objet du dernier chapitre : le tout envisagé aux points de vues d'un philosophe profond, exposé avec une langue courante et éloquente, d'une façon très claire et excessivement élégante.

Tel est l'ouvrage que M. Levin s'est efforcé de transplanter le mieux possible. **B. Szilard.**

Éléments de la théorie des probabilités, par **Emile Borel** (Cours de la Faculté des Sciences de Paris), 191 pages (25 × 17). A. Hermann 1909. Prix 6 francs.

On doit se féliciter que M. Borel ait consacré son enseignement des dernières années au calcul des probalités, et qu'il ait condensé cet enseignement dans l'excellent volume que la librairie Hermann vient de publier. Joseph Bertrand estimait, avec raison sans doute, que l'œuvre magistrale de Laplace avait peu contribué en France à relever le calcul des probabilités du surprenant mépris où le tenait d'Alembert : les questions d'analyse pure y occupent une place trop prépondérante pour ne point effarouche beaucoup de ceux auxquels le calcul des probabilités devrait être familier, c'est à dire les statisticiens, et par conséquent les physiciens qui ont à faire la statistique des molécules d'un gaz, ou à évaluer la probabilité d'une erreur. Bien que l'ouvrage de Joseph Bertrand soit sans doute parmi ce qu'il a écrit de plus original, et que M. Poincaré ait jeté sur le hasard et ses lois des lumières nouvelles, il restait à écrire pour la catégorie de lecteurs dont je viens de parler un ouvrage simple, où le rôle légitime et nécessaire de la critique et du scepticisme fût assez nettement délimité pour qu'*en pratique* il enseigne la prudence sans engendrer la

méfiance. Le livre de M. Borel, où les côtés paradoxaux du calcul des probabilités ont reçu une complète mise au point, remplit parfaitement ce but. Faut-il féliciter également l'auteur d'avoir su éviter à son lecteur, par le choix de ses problèmes et de ses exemples, l'impression qu'avant d'aborder le calcul des probabilités il faut avoir pratiqué les jeux de hasard? Il y a des gens sans doute aussi aptes que d'autres à tirer parti du calcul des probabilités, et qui ont le malheur de ne pas savoir de quoi se compose un jeu de cartes.

M. Borel est de ceux qui pensent qu'il y a un très grand intérêt « scientifique et social à ce que les principes fondamentaux du calcul des probabilités soient admis sans restriction par le plus grand nombre de personne possible ». Aussi dès le début du Livre I qui est consacré aux *probabilités discontinues*, l'auteur met-il en pleine lumière les sophismes auxquels donnent souvent lieu les jeux de hasard, et il fait voir sur quelles hypothèses, aussi inconscientes qu'illégitimes, ces sophismes reposent. Après un chapitre consacré à la définition de la probabilité, aux théorèmes sur les probabilités totales et les probabilités composées, et aux applications classiques de ces théorèmes, on trouve condensées en un court chapitre les formules d'approximation qui permettent de passer de la formule peu maniable des combinaisons à cette forme exponentielle si souvent rencontrée et qui exprime la loi de Gauss. Sur $2m$ parties de pile ou face, la probabilité d'amener pile $m+h$ fois et face $m-h$ fois est

$$p = \frac{1}{\sqrt{m\pi}} e^{-\frac{h^2}{m}}$$

en première approximation, généralement suffisante. L'étude de cette formule, de la manière de s'en servir au moyen d'une variable continue, les définitions importantes d'écart absolu, d'écart relatif, d'unité d'écart, d'écart probable, d'écart médian (ou moyen), de valeur moyenne d'une fonction quelconque, font l'objet du chapitre suivant. Le livre se termine par la généralisation de cette étude au cas où la probabilité de l'événement favorable et de l'événement contraire ne sont pas les mêmes, dans chaque épreuve prise isolément; le rapport du nombre total des événements favorables à celui des événements contraires tend vers le rapport de leurs probabilités respectives; c'est la loi des *grands nombres* ou *théorème de Bernoulli*. L'extension est faite au cas où la probabilité a deux ou plusieurs valeurs distinctes extension des plus importants pour l'application ultérieure du calcul des probabilités à la recherche statistique des *causes* lorsque les événements sur lesquels sont faites les statistiques, ne forment pas un tout homogène mais se divisent en plusieurs groupes. L'importance de ce cas se voit plus nettement d'ailleurs quand on arrive au livre III consacré à la *Probabilité des causes* et aux applications à la statistique (aussi qu'à diverses questions d'astronomie, de physique ou des sciences naturelles (distribution des étoiles sur la sphère céleste, vraies valeurs des poids atomiques, biométrie). On trouve naturellement aussi dans ce 5 livre, avec de très intéressante et suggestives remarques sur les problèmes statistiques, la formule de Bayes donnant la valeur de la probabilité *a posteriori* en fonction des probabilités *a priori* et ses applications classiques.

Le livre II est consacré aux *Probabilités continues*. Il commence par la définition des probabilités géométriques et par l'examen des intéressants paradoxes signalés par J. Bertrand. Vient ensuite l'introduction des fonctions arbitraires dans la définition d'une probabilité, introduction due à M. Poincaré, et qui peut être, je crois, d'une grande utilité dans nombre de questions de physique où il y aurait avantage à faire intervenir d'une manière systématique les probabilités. Il faut signaler dans ce chapitre, l'application que M. Poincaré lui-même a faite de sa théorie au problème de la distribution des petites planètes et un paragraphe sur la théorie cinétique des gaz dans lequel M. Borel montre par quel mécanisme la probabilité pour que la répartition des vitesses moléculaires, à un instant donné, soit celle qu'indique le calcul comme la plus probable, devient avec le temps aussi voisine de 1 que l'on veut, quel que soit l'état du gaz à une époque antérieure. Le livre II se termine par l'exposition de la loi de Gauss et la théorie sommaire des erreurs d'observation. Au point de vue des physiciens on peut regretter peut-être un peu que l'auteur n'ait pas voulu insister davantage sur de très intéressantes discussions auxquelles il avait pu réserver une place dans son cours, et qu'il n'ait donné aucune indication sur la méthode des moindres carrés, ses conditions légitimes d'emploi et ce que l'on peut attendre.

Louis Dunoyer.

Précis de physique. — Recueil de manipulations élémentaires de physique, par **Albert Turpain**. (Vuibert et Nony, éditeurs, Paris).

Conforme au programme d'études du 20 février 1907, cet ouvrage est spécialement destiné aux candidats au certificat d'études physiques chimiques et naturelles.

Très complet, très étendu, ce livre semble bien avoir été inspiré par les besoins de l'époque actuelle où l'emploi des énergies physiques tend de plus en plus à pénétrer dans le domaine médical. Il semble devoir réaliser un progrès notable sur la plupart des anciens traités, non seulement par la manière claire et l'ordre logique dans lesquels l'étude des phénomènes physiques est conduite, mais encore par l'introduction des plus importantes découvertes de ces dernières années, qui, quoique présentées sous une forme très sommaire, fournissent au futur médecin des renseignements précieux sur les nouveaux moyens que la physique apporte à la thérapeutique.

Ce qui mérite particulièrement l'attention dans ce nouveau traité, c'est le souci de la forme descriptive dont s'est inspiré l'auteur. Très simplement, au moyen de figures comparatives très nettes quand la difficulté d'exposition d'un phénomène l'exige, chaque principe fondamental est exposé de façon à bien laisser au lecteur l'impression d'un *fait vu* plutôt qu'une leçon apprise. Nous ne croyons pouvoir trop louer ce procédé, qui, s'adressant plutôt à l'intelligence qu'à la mémoire, ne peut manquer d'intéresser l'étudiant en lui facilitant l'étude par cet intérêt même.

Avec *Précis de Physique*, M. A. Turpain a joint un « *Recueil de manipulations élémentaires de physique* » dans lequel de nombreuses expériences sont proposées, devant donner des résultats quantitatifs, ce qui oblige l'élève à tenir un cahier de manipulations suivi et à garder ainsi un résultat tangible de son travail.

La forme sous laquelle ces questions sont posées a le grand avantage de laisser à l'élève une grande part d'initiative dans le choix de ses dispositifs tout en le guidant suffisamment au point de vue de la marche à suivre dans ses opérations. Encore une méthode qui ne peut manquer de développer en lui le goût du travail expérimental et le désir de mettre à profit pour son instruction pratique l'excellent enseignement du « Précis de Physique ».

L'accueil fait par les intéressés à ces deux ouvrages de M. A. Turpain nous dispense de nous étendre davantage sur les services qu'ils sont appelés à rendre dans l'enseignement.

L. Matout.

Le Gérant : Pierre Aubel.

64405. — Paris, Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Tables de fonctions exponentielles relatives à l'émanation du Radium

Par Léon KOLOWRAT

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.]

Les tables suivantes sont destinées à faciliter les calculs qui se présentent dans les recherches sur l'émanation du radium. On sait que l'émanation se détruit spontanément avec une vitesse telle, que la quantité détruite par unité de temps est proportionnelle à la quantité totale présente; si donc q est la quantité présente, $\frac{dq}{dt}$ sera son accroissement par élément de temps, et on aura $-\frac{dq}{dt} = \lambda q$

λ étant une constante. En intégrant, on a

$$q = q_0 e^{-\lambda t} \qquad (1)$$

si q_0 est la quantité présente au moment $t = 0$.

Une substance contenant du radium produit continuellement de l'émanation, avec une vitesse qu'on doit considérer comme constante; cette émanation s'accumule dans la substance ou dans le vase qui la contient, et se détruit en même temps; en désignant par η la quantité produite par unité de temps, la quantité q présente à un moment donné satisfera à l'équation $\frac{dq}{dt} = \eta - \lambda q$, de laquelle on tire

$$q = \frac{\eta}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) + q_0 e^{-\lambda t}$$

q_0 étant toujours la quantité présente au moment $t = 0$. S'il n'y a pas eu d'émanation au début, on a simplement

$$q = \frac{\eta}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \qquad (2)$$

Les tableaux A et B qu'on trouvera ci-contre fournissent respectivement les valeurs des fonctions $e^{-\lambda t}$ et $\frac{1}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})$; on n'a donc qu'à multiplier par q_0 ou η pour arriver aux expressions (1) et (2). Les tables d'exponentielles de M. P. Gruner (*Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik*, **3**, p. 120, 1906) ont été d'une grande utilité dans les calculs.

Les valeurs de λ données par divers auteurs présentent des écarts qui vont jusqu'à 6 pour 100 (voir par exemple l'article de M. Rümelin, *Phil. Mag.*, **14**, p. 550, 1907) et qui peut-être ne sont pas uniquement dûs aux erreurs de mesure (Rutherford, *Phil. Mag.*, **17**, p. 727, 1909). La moyenne est voisine de $\lambda = 0{,}0075$, en prenant l'heure pour unité, et des mesures actuellement en train au laboratoire de Mme Curie semblent être d'accord avec ce nombre. J'ai donc adopté $\lambda = 0{,}007500$ (heure)$^{-1}$, ce qui correspond à 3,858 comme valeur de la « période de désactivation » T.

Dans chacun des tableaux A et B, l'intervalle de l'argument t augmente vers la fin; mais les différences qu'on trouvera inscrites dans des colonnes spéciales sont toujours données par heure. Si donc t est l'argument proposé et τ l'argument immédiatement inférieur qui se trouve dans les tables, on aura :

$$f(t) = f(\tau) \mp (t - \tau)\Delta$$

le signe — se rapportant à la table A, et le signe + à la table B; Δ est la valeur de la différence donnée dans les tables, prise sans égard au signe. Soit par exemple à trouver $f(t) = \frac{1}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})$ pour $t = 5^{h}22^{m}15^{m} = 5^{h}22{,}25^{h}$. On a $\tau = 5^{h}20^{m}$, $f(\tau) = 86.675$, $\Delta = 0{,}5447$ et on obtient par le calcul

$$f(t) = 86{,}675 + 2{,}25 \times 0{,}5447 = 87{,}45.$$

En interpolant de cette façon on introduira une erreur qui ne dépassera jamais 4 à 5 unités de la dernière décimale pour la table A, et 6 à 7 unités de la dernière décimale pour la table B. En pratique, on omettra généralement la dernière décimale après avoir fait l'interpolation; mais si l'on veut que l'erreur ne dépasse pas une unité de la dernière décimale, on aura recours aux différences du deuxième ordre données dans la dernière colonne, et on fera usage de la formule

$$f(t) = f(\tau) \mp (t - \tau)\Delta \mp \frac{t - \tau}{2}\left(1 - \frac{t - \tau}{h}\right)\Delta^2$$

Δ et Δ^2 étant pris sans égard au signe et h désignant la valeur, en heures, de l'intervalle de t à l'endroit correspondant, c'est-à-dire, suivant le cas, 2^h, 3^h, 4^h, 6^h, 8^h, 12^h ou 24^h. En revenant à l'exemple ci-dessus, on a :

$$\Delta^2 = 0{,}010 \qquad h = 4$$

et on calcule aisément

$$f(t) = 86{,}675 + 2{,}25 \times 0{,}5447 + \frac{2{,}25}{2}\left(1 - \frac{2{,}25}{4}\right) \times 0{,}010 = 87{,}456.$$

Il faut remarquer qu'au début de chaque table, les différences Δ et Δ^2 sont données avec le même nombre de décimales que les valeurs des fonctions $f(\tau)$; mais

à partir de $t = 5^j$ il y a pour Δ une décimale en plus, et à partir de $t = 18^j$, deux décimales en plus ; des dispositions analogues ont lieu dans la colonne des Δ^2. Pour éviter toute chance d'erreur, les décimales supplémentaires sont inscrites en caractères différents.

[Reçu le 20 juin 1909.]

Tableau A

Si une quantité d'émanation = 1 se détruit spontanément en vase clos, qu'en restera-t-il après un temps t ?

t jours	t heures	Quantité restante $e^{-\lambda t}$	Δ 0.00	t jours	t heures	Quantité restante $e^{-\lambda t}$	Δ par heure 0.00	Δ^2 par heure 0.0000	t jours	t heures	Quantité restante $e^{-\lambda t}$	Δ par heure 0.00	Δ^2 par heure 0.0000
	0	1.00000	747	1	4	0.67706	504	8	9	8	0.18637	1377	42
	1	0.99253	740	2	6	0.66698	496	8	9	12	0.18087	1326	61
	2	0.98511	736	2	8	0.65705	489	7	9	18	0.17291	1268	59
	3	0.97775	730	2	10	0.64726	482	7	10	0	0.16530	1212	56
	4	0.97045	726	2	12	0.63763	475	7	10	6	0.15803	1159	53
	5	0.96319	719	1	14	0.62813	468	7	10	12	0.15107	1108	51
	6	0.95600	715	1	16	0.61878	461	7	10	18	0.14442	1059	49
	7	0.94885	709	2	18	0.60957	454	7	11	0	0.13807	1013	47
	8	0.94176	703	2	20	0.60050	447	7	11	6	0.13199	0968	45
	9	0.93473	699	1	22	0.59156	440	7	11	12	0.12619	0924	43
	10	0.92774	693	3	0	0.58275	432	9	11	18	0.12065	0881	41
	11	0.92081	688	3	3	0.56978	422	9	12	0	0.11533	0840	39
	12	0.91393	683	3	6	0.55711	413	9	12	6	0.11025	0801	37
	13	0.90710	678	3	9	0.54471	404	9	12	12	0.10540	0763	36
	14	0.90032	672	3	12	0.53259	395	9	12	18	0.10076	0729	34
	15	0.89360	668	3	15	0.52074	386	9	13	0	0.09633	0701	33
	16	0.88692	663	3	18	0.50916	378	9	13	8	0.09072	0660	41
	17	0.88029	657	3	21	0.49783	369	9	13	16	0.08543	0622	38
	18	0.87372	653	4	0	0.48675	361	8	14	0	0.08046	0586	36
	19	0.86719	648	4	3	0.47592	353	8	14	8	0.07577	0552	34
	20	0.86071	643	4	6	0.46533	345	8	14	16	0.07136	0519	32
	21	0.85428	639	4	9	0.45498	337	8	15	0	0.06721	0489	30
	22	0.84789	633	4	12	0.44486	330	8	15	8	0.06329	0461	28
	23	0.84156	629	4	15	0.43496	323	7	15	16	0.05961	0434	27
1	0	0.83527	624	4	18	0.42528	315	7	16	0	0.05613	0409	25
1	1	0.82903	620	4	21	0.41580	308	7	16	8	0.05287	0385	24
1	2	0.82283	614	5	0	0.40657	300	9	16	16	0.04979	0362	22
1	3	0.81669	611	5	4	0.39755	291	9	17	0	0.04689	0341	21
1	4	0.81058	605	5	8	0.38879	282	9	17	8	0.04416	0321	20
1	5	0.80453	601	5	12	0.37158	274	8	17	16	0.04159	0303	18
1	6	0.79852	597	5	16	0.36059	266	8	18	0	0.03916	0286	20
1	7	0.79255	592	5	20	0.34994	258	8	18	12	0.03529	0256	23
1	8	0.78663	588	6	0	0.33960	250	8	19	0	0.03271	0233	22
1	9	0.78075	583	6	4	0.32956	243	7	19	12	0.02990	0214	20
1	10	0.77492	579	6	8	0.31982	236	7	20	0	0.02732	0196	18
1	11	0.76913	575	6	12	0.31037	229	7	20	12	0.02497	0178	17
1	12	0.76338	570	6	16	0.30119	222	7	21	0	0.02286	0163	15
1	13	0.75768	567	6	20	0.29229	216	7	21	12	0.02086	0149	14
1	14	0.75201	560	7	0	0.28365	209	6	22	0	0.01906	0136	13
1	15	0.74640	557	7	4	0.27527	203	6	22	12	0.01742	0124	12
1	16	0.74082	554	7	8	0.26714	197	6	23	0	0.01592	0114	11
1	17	0.73528	549	7	12	0.25924	191	6	23	12	0.01455	0104	098
1	18	0.72979	545	7	16	0.25158	185	6	24	0	0.01330	0095	090
1	19	0.72434	542	7	20	0.24414	180	5	24	12	0.01216	0087	082
1	20	0.71892	537	8	0	0.23693	175	5	25	0	0.01111	0079	075
1	21	0.71355	533	8	4	0.22993	169	5	25	12	0.01015	0072	069
1	22	0.70822	529	8	8	0.22313	164	5	26	0	0.00928	0065	126
1	23	0.70293	525	8	12	0.21654	160	5	27	0	0.00775	0055	106
2	0	0.69768	521	8	16	0.21014	155	5	28	0	0.00647	0046	088
2	1	0.69246	517	8	20	0.20393	150	5	29	0	0.00541	0038	073
2	2	0.68729	513	9	0	0.19790	146	4	30	0	0.00452	—	—
2	3	0.68215	509	9	4	0.19205	141	4			0.00000		

Tableau B

Si une quantité d'émanation = 1 est produite par heure par une substance radifère privée d'émanation au début, quelle sera la quantité accumulée en vase clos après un temps t ?

t jours	t heures	Quantité accumulée $\frac{1}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$	Δ	t jours	t heures	Quantité accumulée $\frac{1}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$	Δ par heure	Δ^2 par heure 0.0	t jours	t heures	Quantité accumulée $\frac{1}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$	Δ par heure	Δ^2 par heure 0.00
	0	0.000	0.996	2	4	43.059	0.672	10	9	8	108.483	0.1836	56
	1	0.996	0.989	»	6	44.403	0.662	10	9	12	109.218	0.1760	81
	2	1.985	0.982	»	8	45.727	0.652	10	9	18	110.979	0.1691	78
	3	2.967	0.974	»	10	47.031	0.642	10	10	0	111.993	0.1616	74
	4	3.941	0.966	2	12	48.316	0.633	09	10	6	112.963	0.1545	71
	5	4.907	0.960	2	14	49.582	0.623	09	10	12	113.190	0.1477	68
	6	5.867	0.952	2	16	50.829	0.614	09	10	18	114.077	0.1412	65
	7	6.819	0.946	2	18	52.057	0.605	09	11	0	114.934	0.1350	62
	8	7.765	0.938	»	20	53.267	0.596	09	11	6	115.734	0.1291	59
	9	8.703	0.931	2	22	54.459	0.587	09	11	12	116.509	0.1234	57
	10	9.634	0.925	3	0	55.634	0.576	13	11	18	117.249	0.1180	54
	11	10.559	0.917	3	3	57.362	0.563	13	12	0	117.937	0.1128	52
	12	11.476	0.910	3	6	59.053	0.551	13	12	6	118.633	0.1078	50
	13	12.386	0.904	3	9	60.705	0.539	12	12	12	119.280	0.1031	47
	14	13.290	0.897	3	12	62.321	0.527	12	12	18	119.898	0.0986	46
	15	14.187	0.890	3	15	63.901	0.515	12	13	0	120.490	0.0943	38
	16	15.077	0.884	3	18	65.446	0.503	11	13	8	121.238	0.0880	34
	17	15.961	0.877	3	21	66.956	0.492	11	13	16	121.942	0.0829	31
	18	16.838	0.870	4	0	68.433	0.481	11	14	0	122.605	0.0781	48
	19	17.708	0.864	4	3	69.877	0.471	11	14	8	123.230	0.0736	40
	20	18.572	0.858	4	6	71.289	0.460	10	14	16	123.818	0.0695	43
	21	19.430	0.851	4	9	72.669	0.450	10	15	0	124.373	0.0652	40
	22	20.281	0.845	4	12	74.019	0.440	10	15	8	124.894	0.0613	38
	23	21.126	0.838	4	15	75.339	0.430	10	15	16	125.386	0.0579	36
1	0	21.964	0.832	4	18	76.629	0.421	10	16	0	125.849	0.0545	34
1	1	22.796	0.826	4	21	77.891	0.411	09	16	8	126.285	0.0513	32
1	2	23.622	0.820	5	0	79.124	0.400	10	16	16	126.695	0.0485	30
1	3	24.442	0.813	5	4	80.726	0.388	10	17	0	127.082	0.0455	28
1	4	25.255	0.808	5	8	82.081	0.377	11	17	8	127.446	0.0429	26
1	5	26.063	0.802	5	12	83.790	0.3664	11	17	16	127.789	0.0404	25
1	6	26.865	0.795	5	16	85.554	0.3552	11	18	0	128.111	0.0379	23
1	7	27.660	0.790	5	20	86.675	0.3447	10	18	12	128.561	0.03425	32
1	8	28.450	0.783	6	0	88.054	0.3346	10	19	0	128.972	0.0318	30
1	9	29.233	0.778	6	4	89.392	0.3247	10	19	12	129.347	0.0298	27
1	10	30.011	0.772	6	8	90.691	0.3151	10	20	0	129.690	0.0261	25
1	11	30.783	0.766	6	12	91.951	0.3058	09	20	12	130.004	0.0238	23
1	12	31.549	0.761	6	16	93.174	0.2967	09	21	0	130.290	0.0218	21
1	13	32.310	0.755	6	20	94.361	0.2879	09	21	12	130.549	0.0199	19
1	14	33.065	0.749	7	0	95.513	0.2794	09	22	0	130.792	0.01825	17
1	15	33.814	0.744	7	4	96.631	0.2712	08	22	12	131.010	0.01666	16
1	16	34.558	0.738	7	8	97.715	0.2632	08	23	0	131.210	0.01525	14
1	17	35.296	0.733	7	12	98.768	0.2554	08	23	12	131.393	0.01398	13
1	18	36.028	0.727	7	16	99.790	0.2478	08	24	0	131.560	0.01272	12
1	19	36.755	0.722	7	20	100.781	0.2403	07	24	12	131.713	0.01162	11
1	20	37.477	0.716	8	0	101.743	0.2333	07	25	0	131.859		
1	21	38.193	0.711	8	4	102.677	0.2266	07	25	12	131.980	0.01061	10
1	22	38.904	0.706	8	8	103.585	0.2198	07	26	0	132.096	0.00971	09
1	23	39.610	0.700	8	12	104.466	0.2133	06	27	0	132.300	0.00885	17
2	0	40.310	0.695	8	16	105.315	0.2070	06	28	0	132.470	0.00809	15
2	1	41.005	0.690	8	20	106.143	0.2009	06	29	0	132.612	0.00740	14
2	2	41.695	0.684	9	0	106.947	0.1950	06	30	0	132.731		
2	3	42.379	0.680	9	4	107.727	0.1892	06	∞		133.333		

Ionisation produite par une particule α[1]

Par H. GEIGER

(Université de Manchester. — Laboratoire de M. Rutherford.)

En utilisant une méthode électrique, le professeur Rutherford et moi[2] avons pu déterminer récemment avec exactitude le nombre N de particules α expulsées, par seconde, par un gramme de radium. La valeur finale de N obtenue en prenant la moyenne d'un grand nombre de déterminations est $3,4 \times 10^{10}$ particules α émises, par seconde, par un gramme de radium seul, ou quatre fois ce nombre si le radium est associé à ses trois produits à rayons α. Dans un autre travail[3], nous avons mesuré la charge portée par une particule α ; cette charge a pour valeur $9,3 \times 10^{-10}$ U. E. S. D'autres expériences ont montré que la particule α est identique à un atome d'hélium portant une charge élémentaire double, ce qui conduit à prendre pour valeur de la charge ionique le nombre $4,65 \times 10^{-10}$ U. E. S.

Les valeurs de N et de e qui résultent des expériences rappelées ci-dessus, nous permettent de déterminer avec une précision qu'on n'avait pas eue jusqu'ici, le nombre d'ions produits par une particule α pendant son parcours. Rutherford[4] a déterminé en 1905 le nombre d'ions produits par une particule α émise par le radium seul, par la méthode suivante : on mesurait le courant d'ionisation dû à une pellicule mince de radium à son minimum d'activité et l'on calculait le nombre de particules α émises par la pellicule, par la charge totale due aux particules α. En prenant la charge de la particule α égale à deux fois la charge ionique e, le nombre Z d'ions produits par une particule α par le radium seul était égal à $1,72 \times 10^{5}$. Ce nombre devient $1,18 \times 10^{5}$ si l'on prend pour N et e les valeurs nouvelles indiquées plus haut.

Dans les expériences présentes, il a paru préférable d'employer le RaC comme source de rayons α. Les avantages de l'emploi du RaC comme source de rayons α ont été discutés dans une note antérieure. Un quart d'heure après sa séparation de l'émanation, le dépôt actif donne des rayons α homogènes dus au RaC, présent et le nombre de particules α expulsées par seconde peut être calculé avec précision, à chaque instant, par la mesure de l'activité γ de ce dépôt. La manière la plus simple de déterminer le nombre Z d'ions produits par une particule α consiste à mesurer la quantité de RaC déposée sur une lame et au même instant à mesurer le courant de saturation dû à l'absorption complète de toutes les particules α expulsées par la lame active. Le nombre Z peut alors être déduit de ces mesures.

Des expériences préliminaires ont montré que de cette façon il n'était guère possible de déterminer Z avec la précision suffisante. Bragg et Kleeman[1] ont attiré l'attention sur les difficultés qui existent lorsqu'on veut atteindre le courant de saturation dans un gaz ionisé par les rayons α à la pression atmosphérique. Dans ces conditions, quand pratiquement on a la saturation complète pour une ionisation due aux rayons β ou γ, un courant de même intensité, mais dû à l'ionisation par les rayons α est encore de 10 à 20 pour 100 au-dessous du courant de saturation. Pour expliquer ce fait, Bragg et Kleeman supposent que les ions nouvellement formés par une particule α sont particulièrement aptes à se recombiner. Un champ beaucoup plus fort devient alors nécessaire pour les séparer. L'effet de la recombinaison initiale est plus fort dans un gaz complexe que dans l'air, il décroît rapidement quand la pression diminue. De plus, il dépend de la vitesse des particules α qui produisent les ions. Plus la vitesse des particules α est faible, plus grande est la tendance à la recombinaison des ions nouvellement formés[2].

En présence des difficultés qu'on rencontre pour obtenir la saturation complète du courant, il a paru nécessaire d'adopter une méthode indirecte pour la détermination de Z. Cette méthode est décrite sommairement ci-dessous.

On mesure à pression réduite l'ionisation due à toutes les particules α produites par une quantité connue de RaC; en admettant seulement qu'une portion bien définie du parcours des rayons α soit effective. Le rapport de l'ionisation produite par cette petite portion de parcours à l'ionisation produite le long du parcours total est déterminé par d'autres expériences.

Pour ce qui concerne la première partie des expériences, les mesures ont été conduites de la façon suivante : la quantité de RaC déposée sur une petite lame de métal (environ 5 mm²) a été mesurée avec

1. Mémoire lu à la Société royale de Londres. Communiqué par M. Rutherford.
2. *Le Radium*, 5, 1908, 257-264.
3. *Le Radium*, 5, 1908, 265-271.
4. *Phil. Mag.*, 10, 1905, 195.

1. *Phil. Mag.*, 11, 1906, 466.
2. Kleeman, *Phil. Mag.*, 12, 1906, 275.

soin par l'activité γ. La lame était alors suspendue par un fil fin exactement au centre d'un ballon en verre, comme l'indique la figure 1. Le diamètre intérieur de ce ballon était de 15,9 centimètres, et la face intérieure était argentée. Grâce à un fil de platine fin soudé au travers du verre, la paroi intérieure pouvait être portée à un potentiel quelconque. Le fil et la lame étaient reliés à un électromètre du type Dolezalek. Un condensateur de 0,1 microfarad était placé en parallèle avec l'électromètre. Aussitôt après avoir fixé la lame active dans sa position d'expérience, on réduisait la pression à l'intérieur du ballon à quelques centimètres. Cette pression était d'ailleurs mesurée avec soin. Dans la plupart des expériences, la pression était maintenue à 3,73 centimètres de mercure. Puisque le parcours des particules α est inversement proportionnel à la pression, et que chaque particule α, expulsée de la lame active, doit traverser 7,95 centimètres d'air, à la pression de 3,73 centimètres, le parcours effectif de chaque particule α est

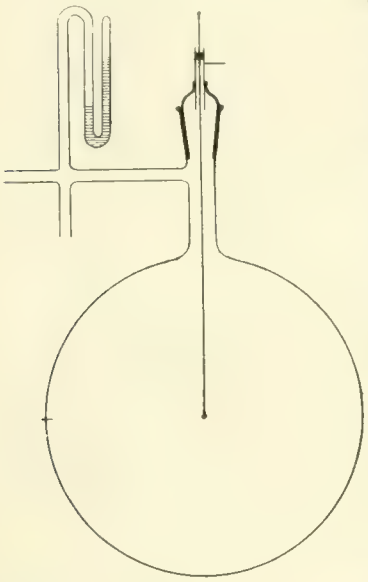


Fig. 1.

$$\frac{7,95}{76} \cdot 3,73 = 0,390 \text{ centimètre.}$$

On mesurait le courant pour différentes valeurs du champ électrique dans le but de chercher le degré de saturation. A une telle pression et en utilisant une petite quantité de dépôt actif, on obtenait facilement le courant de saturation. C'est ce que montre le tableau suivant :

Potentiel de la surface argentée en volts	Loi du mouvement de l'aiguille de l'électromètre en div./sec	Observations
40	1,51	L'activité de la lame correspond à 3,3.10⁶ particules α par seconde. On a tenu compte de la décroissance spontanée.
80	1,56	
150	1,64	
350	1,65	
580	1,64	

Après la détermination du courant de saturation on mesurait de nouveau l'activité de la lame, comme il a été dit plus haut. Une série d'observations a été faite par cette méthode. Avant de donner les résultats numériques, il est préférable de décrire la méthode qui a servi à déterminer le rapport de l'ionisation produite par une portion connue du parcours de la particule α à l'ionisation produite tout le long de ce parcours.

La forme particulière de la courbe qui représente l'ionisation d'une particule α aux différents points de son parcours est bien connue, grâce aux expériences de Bragg et Kleeman[1] et de Bragg[2]. En utilisant les rayons α produits par une pellicule de radium, les auteurs ont montré que l'ionisation produite par une particule α par centimètre de parcours augmente d'abord avec la distance traversée, c'est-à-dire qu'elle augmente quand la vitesse de la particule α décroît. Après avoir passé par un maximum, l'ionisation diminue rapidement. Le même résultat a été obtenu par Mc Clung[3], qui a utilisé le dépôt actif de l'émanation du radium donnant des rayons α homogènes.

Des courbes analogues ont été obtenues par Hahn[4] pour les produits du thorium et de l'actinium.

Pour les présentes recherches, il était nécessaire de déterminer quantitativement la variation du pouvoir ionisant le long du parcours de la particule α. En étudiant les conditions expérimentales, il a paru nécessaire de réaliser les points suivants :

1° Employer un faisceau de rayons α homogènes, pratiquement parallèles ;

2° Employer une chambre d'ionisation de très petite profondeur ;

3° Obtenir le courant de saturation en mesurant l'ionisation produite à pression réduite.

Le détail de l'appareil est représenté sur la figure 2.

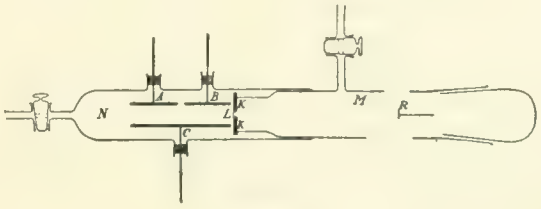


Fig. 2

Une quantité de RaC, correspondant en activité γ à 2 milligrammes de bromure de radium, était déposée sur une coupelle en verre poli de 0,6 centimètre de diamètre. Cette coupelle R était placée au centre du tube de verre M à une distance de 10 à 20 centimètres de la lame de plomb K, qui fermait l'extré-

1. *Phil. Mag.*, **8** 1904 726.
2. *Phil. Mag.*, **10** 1905 318.
3. *Phil. Mag.*, **11** (1906 151.
4. *Phil. Mag.*, **11** 1906 795 et **12** 1906 85 et 244.

mité du tube. Une fraction des particules α lancées par le RaC, passait au travers de l'ouverture K de 1,5 millimètre de diamètre percée au centre de la plaque de plomb. L'ouverture elle-même était rendue étanche par une mince feuille de mica, d'une épaisseur équivalente à 0,92 centimètre d'air. Après avoir traversé la fenêtre de mica, les particules α pénétraient dans la chambre d'ionisation N. Celle-ci était constituée par deux plateaux isolés A et B, tous deux parallèles au plateau C et distants de 1 centimètre de celui-ci. Le plateau C et la lame de plomb K étaient chargés au même potentiel au moyen d'une batterie, le plateau B étant relié à l'électromètre alors que le plateau A servait de plateau de garde, pour qu'on puisse être certain que le courant atteignant B soit uniquement dû à l'ionisation entre B et C. Dans quelques expériences on avait rempli la chambre d'ionisation d'air à pression réduite, mais dans la plupart des expériences on a utilisé de l'hydrogène à une pression variant de 10 à 20 centimètres, car la saturation est obtenue plus facilement dans ce gaz. Dans ces conditions, une différence de potentiel de 25 volts suffisait à saturer le courant. La profondeur de la chambre d'ionisation correspondait à 0,07 et 0,14 centimètre d'air à la pression atmosphérique.

Les mesures ont été faites de deux façons différentes :

Dans quelques expériences la pression dans le tube M était amenée à une certaine valeur connue. Connaissant cette pression et la distance de la coupelle R à l'orifice L, la portion exacte du parcours des rayons α qui produisait des ions entre B et C, pouvait être facilement calculée. Après qu'on avait mesuré le courant, la pression en M était changée et le courant mesuré à nouveau. En faisant varier la pression de cette façon entre certaines limites, l'ionisation produite par une particule α pouvait être mesurée à différents points de son parcours, dans le cas présent depuis 0,92 centimètre, qui était l'épaisseur équivalente de la feuille de mica, à la fin du parcours.

La seconde méthode de mesure était plus simple. On employait une résistance à substance radioactive de Bronson, qu'on reliait à l'électromètre dans le but d'obtenir des déviations constantes. Le tube M était complètement vidé au début d'une expérience. L'air était alors admis lentement au travers d'un tube capillaire. La pression du gaz à chaque instant était proportionnelle au temps Alors le gaz, entre les plateaux B et C était ionisé par des portions successives du parcours des particules α et la déviation de l'aiguille de l'électromètre variait comme le pouvoir ionisant des particules. En fait, le spot de l'électromètre aurait tracé la courbe d'ionisation sur une plaque photographique qui se serait déplacée avec une vitesse constante à angle droit du mouvement du spot.

Plusieurs courbes ont été obtenues par les deux méthodes, la pression du gaz dans la chambre d'ionisation étant également changée dans les différentes expériences. On constate que les courbes diffèrent légèrement au-dessus de 6,5 cm de parcours. Le courant maximum correspondant à 6,5 cm de parcours varie quelque peu; dans quelques expériences, il est de 10 à 15 pour 100 au-dessus des autres. D'ailleurs ces différences n'affectent le résultat final que de 0,5 pour 100 environ.

Avec le dispositif précédent, il n'est pas possible d'obtenir les courbes d'ionisation au commencement du parcours, puisque la paroi de mica correspond à 0,92 cm. La partie initiale de la courbe peut cependant être obtenue en utilisant l'appareil de la première partie des déterminations et représenté sur la figure 1. Une petite quantité de dépôt actif était placé au centre du ballon et l'on mesurait le courant à différentes pressions. Jusqu'à une pression de 15 cm. environ on obtenait facilement le courant de saturation. Pour de basses pressions, le courant d'ionisation était sensiblement proportionnel à la pression, tandis que pour des pressions plus grandes l'ionisation augmentait plus rapidement que la pression. Cette augmentation était en accord avec les résultats obtenus avec le dispositif de la figure 2. Mais à une pression de 20 cm

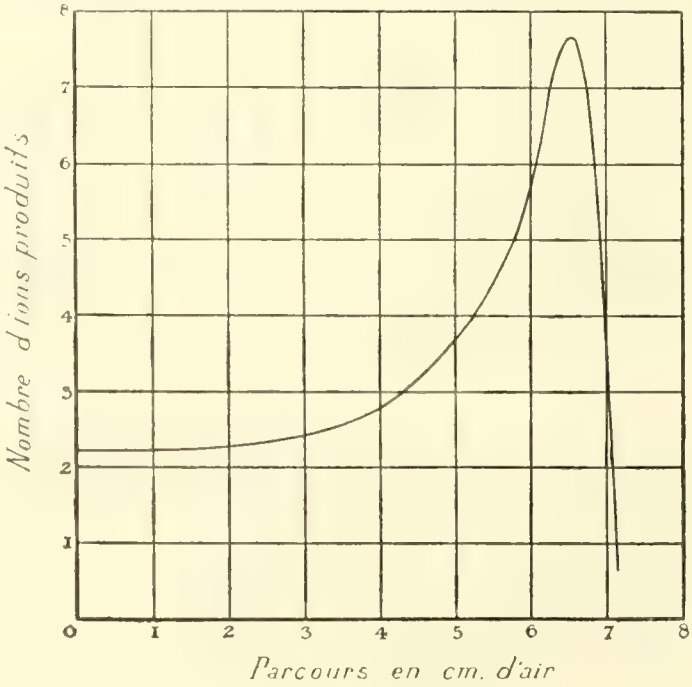


Fig. 3.

(qui équivaut à un parcours de 2 cm) l'ionisation n'augmente pas avec la pression, aussi rapidement que les courbes d'ionisation connues le laisseraient supposer. Ceci peut être dû au manque de saturation, même quand on emploie des potentiels élevés.

Les courbes de la figure 3 représentent la moyenne de toutes les mesures effectuées. On peut voir facilement que les corrections qui proviennent de l'angle des rayons et de la profondeur de la chambre d'ionisation sont excessivement petites et n'altèrent pas d'une façon appréciable la forme de la courbe. Il est évident que l'ionisation produite par un faisceau parallèle de particules α, se déplaçant avec une vitesse identique, doit décroître dans les derniers 5 mm. du parcours. Plusieurs explications possibles peuvent être émises pour rendre compte de cette diminution, mais cette discussion est réservée jusqu'à ce que des recherches en cours soient complétées. En somme, il semble probable que l'effet est réellement dû au choc des particules α passant au travers du gaz.

De la courbe d'ionisation précédente on trouve pour le rapport de l'ionisation totale produite par une particule α le long de son parcours à l'ionisation produite dans les 0,390 premiers cm. du parcours la valeur 27,1. Cette valeur s'obtient en prenant le rapport de la surface totale de la courbe à la surface comprise entre les ordonnées 0 et 0,390. Comme on connaît l'ionisation produite par 0,390 cm. à partir de l'origine du parcours, on peut calculer le nombre total d'ions produit par une particule α émise par le RaC. Toutes les mesures ont été faites à la même température; il n'y a donc pas lieu de faire de corrections. La correction due à la présence de rayons β est inférieure à 0,5 pour cent.

On a pris un soin particulier à la détermination des constantes employées par le calcul des nombres donnés dans la colonne 4 du tableau 1. Le condensateur employé a été comparé à un condensateur étalon, la jauge a été contrôlée et la sensibilité de l'électromètre fréquemment mesurée pour différents potentiels.

Tableau I

Activité de la lame mesurée par les rayons γ en mgr de Ra 1	Nombre de particules α émises par seconde 2	Courant d'ionisation mesuré à la pression de 3,73 cm U. E. S. 3	Nombre total d'ions produits par une particule α 4
0,141	$2,40 \times 10^{6}$	9,88	$2,40 \times 10^{6}$
0,0526	$5,53 \times 10^{5}$	2,24	$2,56 \times 10^{6}$
0,0151	$2,56 \times 10^{5}$	1,04	$2,56 \times 10^{6}$
0,128	$2,18 \times 10^{6}$	8,85	$2,51 \times 10^{6}$
0,085	$1,41 \times 10^{6}$	5,88	$2,44 \times 10^{6}$

Le nombre moyen d'ions produit dans l'air, par une particule α émise par le Ra C le long de son parcours, peut être pris comme s'approchant le plus de

$$2,37 \times 10^{6}.$$

Le pouvoir ionisant en différents points du parcours est résumé dans le tableau suivant, qui donne le nombre d'ions produits par millimètre à chaque point du parcours. Tous ces nombres se rapportent à l'air à la pression atmosphérique et à la température de 12°C.

Tableau II

Parcours en cm	Ions par mm
1	2250
2	2500
3	2400
4	2800
5	3600
6	5500
6,5 environ	7600
7	4000

L'échelle de la figure 3 est telle que chaque centimètre carré représente 10^4 ions. On peut donc en déduire le nombre d'ions produits en un point quelconque du parcours.

Il semble qu'il n'y ait aucune relation simple entre l'ionisation et la vitesse de la particule α. Il ne paraît pas nécessaire de rechercher une relation théorique avant que de nouvelles expériences aient donné des renseignements sur ce qui se passe dans la dernière partie de la courbe.

Toutes les expériences semblent montrer que les particules α des différentes substances radioactives sont identiques en masse et en charge, mais diffèrent seulement par leur vitesse initiale[1]. Toutes cessent d'ioniser quand leur vitesse s'est abaissée à une valeur donnée, c'est-à-dire à $1,5 \times 10^{9}$ cm/sec.[2]. Il semble alors admissible que toutes les particules α produisent la même ionisation à la même vitesse. En conséquence les courbes d'ionisation pour différentes particules α sont identiques pour le même parcours de la vitesse. Donc si le parcours entier d'une particule α dans l'air est connu, le nombre total des ions produits par elle peut être calculé au moyen de la courbe donnée pour le Ra C.

L'exactitude de cette supposition a été contrôlée pour les particules α du polonium par les expériences suivantes. Le courant d'ionisation d'un petit disque recouvert de polonium a été mesuré à basse pression (3,73 cm.) dans le ballon argenté, par la même méthode que pour le Ra C. Le nombre de particules α

1. Rutherford, *Phil. Mag.*, 12 (1906) 548. Rutherford et Hahn, *Phil. Mag.*, 12 (1906) 571.
2. Rutherford, *Phil. Mag.*, 10 (1905) 165.

émises par seconde par la plaque a été déterminé par la méthode des scintillations[1].

La lame était fixée dans un tube de verre vidé, à 10 centimètres environ d'un écran au sulfure de zinc et le nombre de scintillations produites par un millimètre carré de la substance active était compté au moyen d'un microscope. La valeur de l'écran a été contrôlée en comptant le nombre de particules α émises par une quantité connue de RaC. On a trouvé que 92 pour 100 des particules α qui frappent l'écran, produisent de la scintillation. En utilisant cette correction, on a trouvé pour le nombre de particules α expulsées par la lame de polonium et par seconde la valeur $4,6 \times 10^5$.

Le courant d'ionisation dû aux premiers 0,390 centimètres du parcours de toutes les particules de polonium était de 0,120 U. E. S. Le courant dû à une particule de polonium seule est alors de $0,120 \cdot 2,5 \cdot 10^{-5} = 5,2 \cdot 10^{-6}$ U. E. S. Le courant produit par une particule α du RaC mesuré dans les mêmes conditions est $4,07 \times 10^{-6}$ U. E. S et le rapport des deux courants devient 1,28. En considérant la courbe d'ionisation (fig. 3) ce rapport est 1,18, si l'on prend pour parcours d'une particule α du polonium la valeur 3,86 centimètres. La différence entre ces deux valeurs est de l'ordre des erreurs expérimentales, puisque la détermination du nombre de particules α de la lame de polonium par la méthode des scintillations comporte une incertitude de plusieurs pour 100.

Le tableau qui suit contient le nombre d'ions calculé produit par les différentes particules α de la famille du radium. Le calcul est basé sur la courbe d'ionisation de la figure 3 et de la valeur connue du parcours de la particule.

Tableau III.

Produits	Parcours en cm	Nombre total des ions produits
Radium	3,50	$1,55 \times 10^5$
Emanation	4,33	$1,74 \cdot 10^5$
Radium A	4,83	$1,87 \cdot 10^5$
Radium C	7,06	$2,57 \cdot 10^5$
Radium F	3,86	$1,62 \cdot 10^5$

1. Regener, *Verh. d. D. Phys. Gesells.*, **10** (1908) 78 et Rutherford et Geiger, *Roy. Soc. Proc.*, **81** (1908) 141.

Rappelons que dans ce calcul on a pris pour valeur de la charge d'un ion le nombre $4,65 \times 10^{-10}$ U.E.S. Si les recherches futures donnent une valeur plus précise, les nombres précédents devront subir une correction.

Le nombre calculé pour le radium seul ($1,53 \times 10^5$) est en bon accord avec la valeur obtenue par Rutherford, si l'on tient compte qu'il faut augmenter celle-ci ($1,18 \times 10^5$) d'environ 10 pour 100 pour tenir compte du manque de saturation de l'ionisation intense à pression atmosphérique.

Note sur la détermination des petites quantités de radium.

Le courant d'ionisation dû à 1 gramme de radium à son minimum d'activité et répandu en une pellicule infiniment mince sur une lame, de telle façon qu'une moitié des particules α soient absorbées en ionisant, est : $1,21 \times 10^6$ U.E.S.

Ce résultat peut être utilisé pour déterminer de petites quantités de radium, à condition, toutefois, qu'on puisse obtenir la saturation complète du courant.

De petites quantités de radium ou d'autres substances radioactives peuvent aussi être déterminées avec une grande exactitude en mesurant le courant d'ionisation à faible pression dans un ballon conducteur, qui peut être de dimensions plus petites que celui employé dans les expériences. Le nombre d'ions produits par une seule particule α dans les conditions spéciales de l'expérience peut se déduire aisément de la courbe de la figure 3. La détermination du courant d'ionisation dans le ballon donne alors le nombre total de particules α. On doit veiller à ce qu'on ait toujours le courant de saturation et éviter l'ionisation par collision, qui se produit lorsqu'on emploie des voltages trop élevés.

Je suis reconnaissant de l'assistance que m'a donné M. E. Marsden dans quelques-unes de ces observations.

En terminant, je tiens à exprimer ma gratitude au professeur Rutherford pour ses conseils précieux et pour le bienveillant intérêt qu'il a porté à ces expériences.

(Reçu le 18 Juillet 1909.)

Réflexion par diffusion des particules α[1]

Par H. GEIGER et E. MARSDEN

[Université de Manchester. — Laboratoire de M. Rutherford.]

Lorsque des particules β tombent sur une surface, on observe une forte radiation émise par la face frappée par les particules β. Beaucoup d'observateurs considèrent cette radiation comme une radiation secondaire, mais des expériences récentes semblent montrer qu'elle est constituée principalement de particules β primaires, qui se sont diffusées dans la matière sur une épaisseur telle qu'elles émergent de nouveau du même côté de la surface[2]. En ce qui concerne les particules α, un effet semblable n'a pas encore été observé et on n'a peut-être pas recherché cet effet à cause de la diffusion relativement faible qui accompagne la pénétration des particules α dans la matière[3].

Les expériences suivantes montrent clairement qu'il existe cependant une réflexion par diffusion des particules α. Quelques-unes des particules α qui tombent sur un plateau métallique ont leur direction changée de telle façon qu'elles émergent de nouveau du côté de l'incidence. Pour avoir une idée de la manière dont cet effet a lieu, nous avons étudié les trois points suivants :

I. La valeur relative de la réflexion sur différents métaux ;

II. La valeur relative de la réflexion sur un métal pour différentes épaisseurs ;

III. La fraction des particules α incidentes qui sont réfléchies.

La méthode des scintillations a été employée dans toutes ces expériences pour observer les particules réfléchies. Les détails de cette méthode ont été décrits dans des notes de Regener[4], et Rutherford et Geiger[5].

La quantité de particules réfléchies étant très faible, il était nécessaire d'avoir une source très intense de rayons α. Nous avons employé un tube semblable à celui qui avait convenu à l'un de nous dans des expériences de diffusion[6]. Cette source est constituée par un tube de verre AB étiré en pointe et rempli d'émanation, l'extrémité B de ce tube étant rendue imperméable à l'air par une fenêtre de mica. L'épaisseur du mica était équivalente à environ 1 cm. d'air, de telle sorte que les particules α pouvaient traverser aisément.

Comme il est important que la pression du gaz à l'intérieur du tube soit aussi faible que possible, nous avons purifié l'émanation suivant la méthode de Rutherford[1]. Le tube contenait une quantité d'émanation équivalente à environ 20 milligr. RaBr² à une pression de quelques centimètres. Le nombre de particules α traversant la fenêtre par seconde était par conséquent très grand, et, en vertu de la faible pression à l'intérieur du tube, les différentes espèces de particules α des trois produits, émanation, RaA et RaC, étaient bien définies.

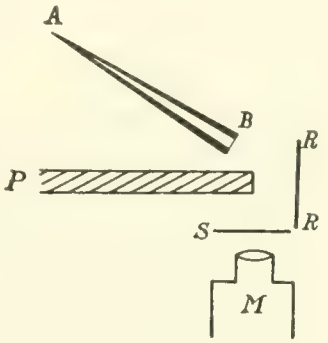


Fig. 1.

L'écran S au sulfure de zinc était fixé derrière une lame de plomb P, dans une position telle qu'il ne pouvait être frappé directement par les particules α. Quand un réflecteur était placé dans la position RR, à environ 1 centimètre de l'extrémité du tube, on commençait à observer des scintillations. En même temps l'écran brillait d'une façon appréciable par l'effet des particules β réfléchies.

On déterminait, au moyen d'un microscope de faible grossissement, le nombre des scintillations par minute sur un millimètre carré déterminé de l'écran, pour des réflecteurs de différents métaux. On prenait soin à ce que les différents réflecteurs fussent toujours placés exactement dans la même position.

On doit s'attendre à ce que le nombre des particules α réfléchies par une surface soit différent pour différentes directions et dépende aussi de l'angle d'incidence. Dans notre disposition, cependant, nous n'avons pas observé de différences pour des angles variables. Cela tenait à ce que, eu égard à la nécessité d'avoir

1. Mémoire lu à la Société Royale de Londres. Communiqué par M. Rutherford.

2. Voy. Schmidt, *Jahrbuch der Radioaktivität und Electronik*, 5 (1908) 471.

3. Rutherford, *Phil. Mag.*, 12 (1906) 145. H. Geiger, *Roy. Soc. Proc.*, A-81 (1908) 174.

4. Regener, *Verh. d. D. Phy. Ges.*, 10 (1908) 78.

5. *Roy. Soc. Proc.*, A-81 (1908) 141.

6. Geiger, *Roy. Soc. Proc.*, A 81 (1908) 174.

1. Rutherford, *Phil. Mag.*, 12 (1908) 500.

le tube très près du réflecteur, l'angle d'incidence variait beaucoup. La recherche de la variation de l'effet avec les angles d'incidence nécessiterait une source homogène de rayons α, parallèle et très intense, ce qu'il n'est pas facile de réaliser.

La colonne 5 du tableau suivant donne le nombre de scintillations observées par minute; on a indiqué dans la colonne 4 le rapport au poids atomique, et on voit que ce rapport décroît avec le poids atomique. Le plomb semble être une exception qui peut être due à la présence d'impuretés de faible poids atomique.

Metal 1	Poids atomique A 2	Nombre de scintillations par minute, Z 3	$\frac{A}{Z}$ 4
Plomb	207	62	30
Or	197	67	34
Platine	195	65	33
Etain	119	34	28
Argent	108	27	25
Cuivre	64	14,5	23
Fer	56	10,2	18,5
Aluminium	27	3,4	12,5

Même en l'absence de tout réflecteur on observait environ une scintillation par minute. Il était facile de montrer que cet effet était dû à la réflexion sur l'air que les particules α traversent. Les nombres de ce tableau sont corrigés de cet effet.

Il est intéressant de remarquer ici que pour les particules β, le nombre des particules réfléchies décroît aussi avec le poids atomique du réflecteur[1]. Mais tandis que pour les particules β le nombre des particules réfléchies pour l'or est seulement environ deux fois celui pour l'aluminium, pour les particules α le même rapport atteint environ la valeur 20.

II. Nous avons déjà fait remarquer que la réflexion par diffusion des particules α est une conséquence de

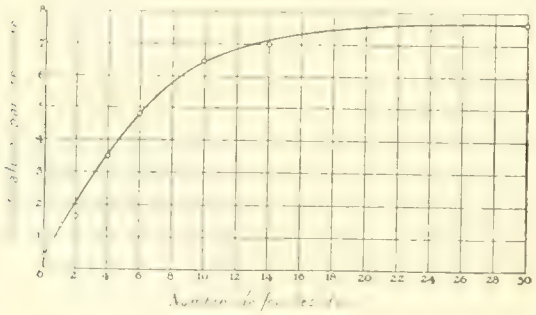


Fig. 2.

leur diffusion. Il en résulte que le nombre des particules réfléchies doit varier avec l'épaisseur de l'écran réfléchissant. L'or pouvant être obtenu en feuilles très minces et d'épaisseur uniforme, nous avons employé des réflecteurs formés d'un nombre variable de ces feuilles. Chaque feuille était équivalente, comme pouvoir d'arrêt, à environ 0,4 millimètre d'air. Il était nécessaire de placer les feuilles sur des plaques de verre, mais le nombre des particules réfléchies par le verre lui-même était très faible vis-à-vis du nombre relatif à une feuille d'or. La courbe donne le résultat des mesures.

Le nombre des scintillations dues à la réflexion sur l'air est retranché de chaque lecture. Le premier point de la courbe représente le nombre de scintillations observées pour une plaque de verre employée seule comme réflecteur; le dernier point (marqué 30) donne le nombre de scintillations avec une lame d'or épaisse.

Cette courbe est semblable à celle qui a été déjà obtenue pour la réflexion des particules β[1]. Elle montre clairement que la réflexion n'est pas un effet de surface, mais un effet de volume.

Relativement à l'épaisseur d'or que la particule α peut traverser, le phénomène est confiné dans une pellicule relativement mince.

Dans nos expériences, la moitié environ des particules réfléchies provenaient d'une pellicule d'une épaisseur équivalente à 2 millimètres d'air. Si l'on considère la vitesse et la masse de la particule α, il semble surprenant que certaines particules α, comme l'expérience le montre, puissent être déviés à angle droit et même plus, à l'intérieur d'une pellicule de 6×10^{-5} centimètre d'or. Pour produire un effet semblable par un champ magnétique, il faudrait le champ considérable de 10^{-9} unités absolues.

III. Dans une dernière expérience nous avons déterminé le nombre total des particules réfléchies. Le tube à émanation employé dans les expériences précédentes ne convenait pas pour cette expérience, d'abord à cause de la difficulté de déterminer correctement le nombre des particules α sortant du tube, ensuite, à cause des différentes espèces de particules α des trois produits : émanation, radium A et radium C. Aussi avons-nous employé comme source radiante, du radium C déposé sur un plateau de faibles dimensions. Le dispositif représenté par la figure était tel que les particules α provenant du plateau A tombaient sur le réflecteur de platine, d'un centimètre carré de surface environ,

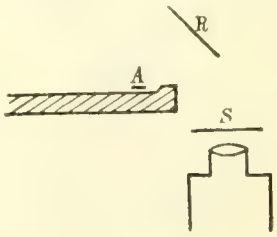


Fig. 3.

1. Mc Clelland, *Dublin Trans.*, 9 (1906) 9.

1. Mc Clelland, *Phil. Mag.*, 9 (1905) 250; *Ann. d. Phys.*, 18 (1905) 974; Schmidt, *Ann. d. Phys.*, 23 (1907) 671; *Phys. Zeit.*, 8 (1907) 757.

sous un angle de 90°. Les particules réfléchies étaient comptées en différents points de l'écran S.

Nous n'avons trouvé aucune variation appréciable de ce nombre avec des angles différents d'émergence; nous en avons déjà donné la raison.

La quantité de radium C déposé sur le plateau était déterminée par son activité en rayons γ. En supposant que $3,4.10^{10}$ particules sont émises par seconde par une quantité de Ra C équivalente à 1 gr. de radium[1], on déterminait le nombre des particules α émises par seconde par le plateau actif. Le nombre de ces particules tombant sur le réflecteur de platine était facilement calculé en fonction de sa distance et de sa surface. Pour déterminer le nombre total des particules réfléchies, on a admis qu'elles étaient uniformément distribuées sur une demi-sphère ayant le milieu du réflecteur comme centre.

Trois déterminations différentes ont montré que, dans les conditions indiquées, environ 1 sur 8000 des particules incidentes était réfléchie.

Une expérience spéciale faite à faible pression a montré que dans le cas de l'incidence rasante le nombre des particules réfléchies sous un très petit angle sur le réflecteur est bien supérieur au nombre calculé d'après le rapport ci-dessus. Cette diffusion tangentielle a une importance considérable dans quelques expériences; par exemple, si les particules α provenant d'une source radioactive sont canalisées dans un tube de verre de longueur notable, les conditions sont très favorables à cet effet. Le nombre des scintillations comptées sur un écran fixé à l'autre extrémité du tube se compose non seulement des particules frappant l'écran directement mais aussi de celles qui ont été réfléchies par les parois du tube de verre.

La correction relative à ce dernier effet peut être appréciable, et serait encore plus grande dans le cas d'un tube de métal. Dans les expériences de Rutherford et Geiger cet effet ne pouvait influencer le résultat final, le dispositif étant tel que les particules réfléchies ne pouvaient pénétrer dans la chambre d'ionisation grâce à un étranglement du robinet d'arrêt.

Il semble probable que le nombre des particules réfléchies dépend aussi de la vitesse des particules α tombant sur le réflecteur. Dans notre cas, les particules provenant du radium C avaient encore à traverser un peu plus d'un centimètre d'air avant d'atteindre le réflecteur. Les particules réfléchies avaient encore une vitesse notable puisque, en interposant une feuille d'aluminium d'épaisseur équivalente pour le pouvoir d'arrêt à 0,5 cm. d'air, le nombre des scintillations comptées n'était pas changé. On pouvait s'attendre à cela d'après l'expérience II qui montrait que les particules α sont réfléchies dans une pellicule relativement mince du réflecteur.

[Reçu le 18 juillet 1909.]

1. Rutherford et Geiger, *Le Radium*, 5 (1908) 257-264.

Etude sur les suspensions gazeuses

Par Maurice de BROGLIE.

Regarder danser les poussières dans un rayon de soleil, ce n'est pas faire autre chose qu'appliquer aux particules en suspension dans l'air la méthode ultramicroscopique par éclairage latéral; on sait les progrès que ce procédé d'observation a fait faire à nos connaissances sur les solutions colloïdales depuis que Zsigmondy, Cotton et Mouton et d'autres auteurs ont imaginé des dispositifs commodes pour le réaliser.

L'ouvrage de MM. Cotton et Mouton, intitulé « les ultramicroscopes », contient de nombreux détails sur les observations dans les milieux liquides; rappelons simplement ici que, dans ce dernier cas, on a été conduit pour l'évaluation, au moyen de pesées, des grosseurs de grains à des chiffres allant de 3 à 100$\mu\mu$ pour ne parler que des suspensions ultramicroscopiques.

C'est le cas où le milieu ambiant est un gaz que nous voulons envisager ici; nous verrons plus loin quelles différences il présente avec les milieux liquides au point de vue qui nous intéresse.

Puccianti et Vigezzi[1] puis Zsigmondy[2] ont observé certaines fumées; dans la fumée de tabac par exemple on obtient un cône lumineux qui se résout par un faible grossissement en un très grand nombre de points brillants dont ces auteurs ont décrit l'allure générale.

Modes d'observation. — L'existence même d'un faisceau visible indique la présence de particules en suspension et fournit peut-être le procédé le plus sensible pour la révéler. Dans le cas des liquides la méthode du faisceau diffusé est plus sensible que l'observation ultramicroscopique; elle révèle la struc-

1. Puccianti et Vigezzi, *Archiv. di Fisiologia*, 1904.
2. Zsigmondy, *Zur Erkenntnis der Kolloide*, 1905.

ture discontinue du milieu alors qu'il contient trop peu de granules pour qu'on puisse aisément les voir, ou lorsque ces g anules ont un diamètre trop faible (inférieur à $10^{\mu\mu}$) pour que leur ensemble soit résolu avec les plus forts éclairages employés. Dans cet ordre d'idées nous avons réalisé un appareil très simple pour observer le faisceau d'un arc dans un tube parcouru par le gaz à étudier; la figure 1 en montre la disposition; des diaphragmes et le vernis mat intérieur

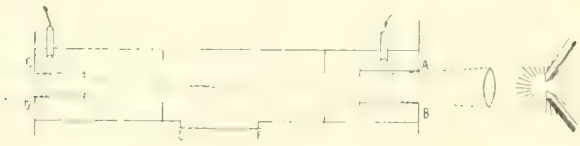


Fig. 1.

AB, CD, EF, parties vitrées.

permettent d'éviter autant que possible les réflexions diffuses sur les parois et d'observer sur fond noir. Ce procédé permet déjà, sans microscope, de suivre l'apparition du faisceau, de l'étudier et de se faire une idée de la grosseur des grains, d'après la teinte plus ou moins bleue qu'il prend; c'est ainsi, par exemple, que pour le gaz de barbotage on voit que le faisceau, bleu et faible pour l'eau distillée, blanchit et devient intense pour des solutions plus concentrées.

Le dispositif ultramicroscopique consiste simplement dans l'adjonction d'un microscope qui, dirigé perpendiculairement au faisceau, est mis au

Fig. 2

point sur lui (fig. 2), le gaz renfermant les fumées est alors contenu dans une petite boîte de verre à faces planes.

J'ai complété l'appareil en ajoutant à cette cuve deux faces métalliques opposées entre lesquelles on peut établir un champ électrostatique (*C. R.*, 1908, p. 1010). Le tout est immergé dans un bain d'huile de vaseline qui évite d'une façon satisfaisante le trouble dû aux mouvements thermiques de convection[1].

La cuve à gaz peut avoir comme dimensions quelques centimètres de longueur et un carré de 1 à 2 centimètres de côté comme section.

Pour les expériences sur les ions de faibles mobilités un champ de 100 volts/cm convient, ainsi qu'un grossissement de 20 à 50 diamètres; le faisceau lumineux doit être à la fois intense et étroit. La cuve étant remplie par exemple de fumée de tabac, on observe nettement les phénomènes suivants :

Les particules sont visibles sous la forme de petits points blancs brillants animés de vifs mouvements browniens et l'ensemble reste immobile, si les conditions d'équilibre thermique sont réalisées: ce à quoi on parvient assez facilement.

On établit le champ et l'on voit une partie des granules aller dans le sens du champ, une autre en sens contraire, tandis qu'une troisième fraction ne se transporte pas; ce sont les gros ions positifs, négatifs, et les centres neutres.

L'application du champ a pour effet d'amener au bout de peu de temps la disparition des centres chargés qui atteignent les parois des électrodes et y restent fixés; on voit, en effet, qu'après quelques minutes les particules restantes sont celles qui n'obéissent pas au champ.

Toute une série de considérations intéressantes découle de ce mode d'observation : ainsi la mobilité peut se mesurer directement, en déterminant le temps que les ions mettent à parcourir un espace linéaire connu dans le champ du microscope; l'ordre de grandeur des phénomènes se prête très bien à cette mesure.

On peut suivre la répartition des centres au voisinage des électrodes, ainsi que les fronts d'ions s'avançant dans le même sens; on peut balancer le champ et suivre les trajectoires et l'oscillation des centres; on peut enfin étudier directement les causes susceptibles de charger des particules en suspension (radium, lumière ultra-violette, frottement, etc.).

Nous verrons plus loin les applications que nous avons pu en faire pour la mesure de la charge individuelle des granules ainsi que pour les actions du radium; disons seulement ici que, si l'on songe que les propriétés électriques des gaz contenant des particules visibles chargées peuvent se déduire de celles des gaz soumis aux rayons de Röntgen en supposant simplement une mobilité plus faible aux porteurs de la charge, on ne peut s'empêcher de voir là un argument indirect, mais frappant, en faveur de la théorie même qui attribue la conductibilité des gaz, en général, à des ions des deux signes, chargés individuellement et obéissant dans leur ensemble aux lois de l'électrostatique.

Actions exercées sur les particules.

Nous allons étudier maintenant les différentes forces auxquelles peuvent être soumises les particules en suspension dans un gaz.

1° **Pesanteur**. Tout d'abord il y a la *pesanteur* :

1. Cette précaution n'est du reste pas indispensable.

la force qui agit alors sur une particule supposée sphérique et de rayon a peut être représentée par

$$f = \frac{4}{3}\pi a^3 g(d - d')$$

où d et d' sont les densités des granules et du milieu; la formule de Stokes, dont la validité paraît aujourd'hui bien établie même pour les rayons très petits[1] relie la force F appliquée à de telles petites sphères suspendues dans un gaz de viscosité σ à la vitesse constante v qui en résulte, par l'expression :

$$F = 6\pi\sigma a v$$

qui dans le cas présent, s'écrira :

$$v = \frac{2}{9}\frac{a^2 dg}{\sigma} \text{ en négligeant la densité du gaz}$$

L'erreur commise en considérant les particules comme sphériques est atténuée par le fait que les mouvements browniens, en changeant sans cesse leur orientation, tendent à éliminer les dissymétries.

Voici pour fixer les idées un tableau donnant les valeurs de v pour quelques valeurs de a en prenant $d = 1$ et $\sigma = 2.10^{-4}$.

a.	v cm/sec.	temps pour tomber de 1 cm
$10\,\mu - 10^{-5}$ cm.	1,09	$0^s,9$
$\mu - 10^{-4}$ »	$1,09.10^{-2}$	90^{sec}.
$100\,\mu\mu - 10^{-6}$ »	$1,09.10^{-4}$	$2^h\,50^m$
$10\,\mu\mu - 10^{-6}$ »	$1,09.10^{-6}$	plus de 10 jours.

A partir de $100\,\mu\mu$ la chute est minime et n'est plus qu'une cause très accessoire du déplacement vertical des centres.

2° **Champ électrique.** — Les particules peuvent porter une charge électrique ε; dans ce cas elles sont soumises de la part d'un champ H à une force d'intensité $H\varepsilon$; la vitesse que prennent alors les ions n'est autre chose que leur mobilité K multipliée par la valeur numérique du champ H, elle sera encore donnée par la formule de Stokes qui devient ici :

$$v = \frac{H\varepsilon}{6\pi a\sigma} = KH \qquad K = \frac{\varepsilon}{6\pi a\sigma}$$

Voici les mobilités ainsi calculées pour quelques valeurs de a :

a	H = 1 unité cas. électrostatique par cm	H = 1 volt par cm
	$K = 1,06\ 10^{-3}$	$K = 5,5.10^{-4}$
μ	$1,06\ 10^{-5}$	$5,5\ .10^{-6}$
$100\,\mu\mu$	$= 1,06\ 10^{-7}$	$5,5\ .10^{-8}$
$10\,\mu\mu$	$1,06\ 10^{-8}$	$4,5\ .10^{-9}$

Il est clair que la formule de Stokes doit cesser d'être applicable, quand les particules s'approchent trop des dimensions moléculaires et qu'il ne faut pas chercher à prolonger le calcul jusqu'aux petits ions dont la mobilité atteint comme on le sait la valeur de $1^{cm},5$ par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre.

Si le champ est alternatif son action se réduit à un balancement de même période.

Nous verrons plus loin comment on reconnaît qu'une particule possède une ou plusieurs fois la charge atomique.

3° **Agitation moléculaire, mouvement brownien et diffusion.** — Les particules en suspension ne sont pas seulement soumises à la pesanteur et à l'action éventuelle d'un champ électrique, elles reçoivent aussi constamment des molécules du gaz des chocs désordonnés qui se neutralisent lorsque leur nombre par seconde est assez grand, c'est-à-dire quand la grosseur de la particule est assez considérable.

Lorsque cette condition commence à ne plus être remplie, la compensation ne peut plus s'établir entre les impulsions reçues, et on observe un mouvement d'agitation incessant; on sait que ce phénomène, découvert par Brown dans les suspensions liquides, a été étudié par M. Gouy, qui en a signalé toute l'importance, en montrant qu'on ne pouvait en rapporter l'origine à des causes mécaniques ou thermiques externes, et en suggérant qu'il fallait y voir l'effet des mouvements mêmes des molécules.

Les récents progrès des théories moléculaires ont ravivé l'intérêt de ces observations. On peut, par des considérations cinétiques prévoir l'amplitude des déplacements browniens; une vérification quantitative de la théorie a, en effet, été rendue possible par M. Einstein, qui a donné une formule permettant de prévoir quel est, au bout d'un temps donné t, le carré moyen $\overline{\Delta_x^2}$ du déplacement Δx d'une particule sphérique dans une direction donnée x par suite du mouvement brownien en fonction du rayon a de la particule, du coefficient σ de viscosité du milieu et de la température absolue T, cette formule est :

$$\overline{\Delta_x^2} = \frac{RT}{N}\frac{1}{3\pi\sigma a}\,t$$

où R est la constante des gaz parfaits relative à une molécule-gramme et N le nombre de molécules correspondant.

La méthode employée par M. Einstein pour établir sa formule étant indirecte, M. V. Smoluchowski a obtenu par un autre raisonnement une expression qui diffère de la première par le facteur $\frac{64}{27}$. M. Langevin a récemment établi par une démonstration simple (*C. R.*, 1908, p. 550) une formule identique à celle d'Einstein, en s'appuyant seulement sur deux

1. Perrin, *C. R.*, 1901.

bases, aujourd'hui presque hors de doute, la formule de Stokes et le théorème de l'équipartition de l'énergie cinétique entre les degrés de liberté d'un système en équilibre thermique.

M. Ehrenhaft[1], par des évaluations faites à l'oculaire micrométrique, a obtenu des chiffres qu'il a rapprochés de la formule de Smoluchowski. J'ai tenté, pour avoir une base de mesure plus tangible, de photographier les particules en mouvement; on sait que M. V. Henri est parvenu à cinématographier les mouvements de certains colloïdes assez gros pour être vus en lumière directe. Dans le cas des gaz, la méthode ne peut plus être appliquée à cause de la nécessité de l'éclairage latéral et du défaut de lumière qui en résulte. Il nous a été heureusement possible[2], après d'assez longs tâtonnements, d'obtenir l'enregistrement direct des trajectoires browniennes sur une plaque photographique; il suffit, pour cela, de remplacer l'oculaire du microscope de la figure 2 par une chambre noire portant une plaque très sensible (Lumière étiquette violette). Ce procédé a l'avantage de fournir d'un seul coup, sur le même cliché, la trajectoire tout entière avec une pose de 3 à 4 secondes. Ces trajectoires se présentent sous la forme de lignes déliées et sinueuses, montrant une impression plus intense, là où le mouvement s'est ralenti ou a changé de sens. La figure 3 est la reproduction agrandie d'un cliché relatif à des particules dont le rayon moyen vaut 5×10^{-6} centimètre. On voit que les trajectoires sont généralement formées d'un trait ininterrompu; ce qui montre, étant donné que l'on est à la limite de sensibilité de la plaque que la vitesse ne dépasse jamais beaucoup sa valeur moyenne.

Si, comme dans la figure ci-contre, il existe un mouvement d'ensemble, la moyenne des projections des trajectoires sur un axe quelconque, fournit sa composante suivant cet axe, et l'on peut, en la retranchant de chaque projection particulière, obtenir la composante due au mouvement brownien seul.

Diffusion. — Si la répartition des centres en suspension dans le gaz n'est pas homogène, on pourra les considérer comme de grosses molécules d'un gaz étranger, et leur appliquer la notion de diffusion de deux gaz l'un dans l'autre; on sait que la théorie de la diffusion conduit à définir un coefficient dont l'expression théorique est

$$D = \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi a};$$

la ressemblance entre cette formule et celle d'Einstein s'explique si l'on considère que c'est précisément le choc des molécules qui produit la diffusion comme le mouvement brownien, l'un étant la conséquence même de l'autre.

Par suite de l'adhérence qui retient les particules au voisinage des surfaces solides, le gaz s'appauvrit en particules au voisinage des parois, la diffusion tend à produire l'homogénéité et, par ce mécanisme, toutes les particules sont peu à peu déposées. Avec quelle vitesse aura lieu cette disparition? Le calcul fait pour une suspension limitée par une surface sphérique de rayon r et contenant au début N centres uniformément répartis par unité de volume, conduit à la formule:

$$\frac{N}{N} = \frac{6}{\pi^2} e^{-\frac{\pi^2 Dt}{r^2}}$$

où N est le nombre total des centres en suspension au bout du temps t, D est le coefficient de diffusion; c'est par son intermédiaire que $\frac{N}{N}$ est fonction de a.

Le tableau suivant donne le temps au bout duquel le nombre des centres serait réduit au quart de sa valeur initiale en fonction du rayon a des particules renfermées dans une sphère de 1 centimètre de rayon.

a	t secondes.
a	10^6 (dix jours).
$100\,a$	10^4 (un jour).
$10\,a$	10^2 (1 heure trois quarts).

Ces temps sont trop longs pour qu'on puisse admettre l'immobilité absolue du gaz pendant leur durée; le dépôt sur les parois, facilité par tous les mouvements du gaz, la pesanteur et les actions électriques sera *beaucoup plus rapide*.

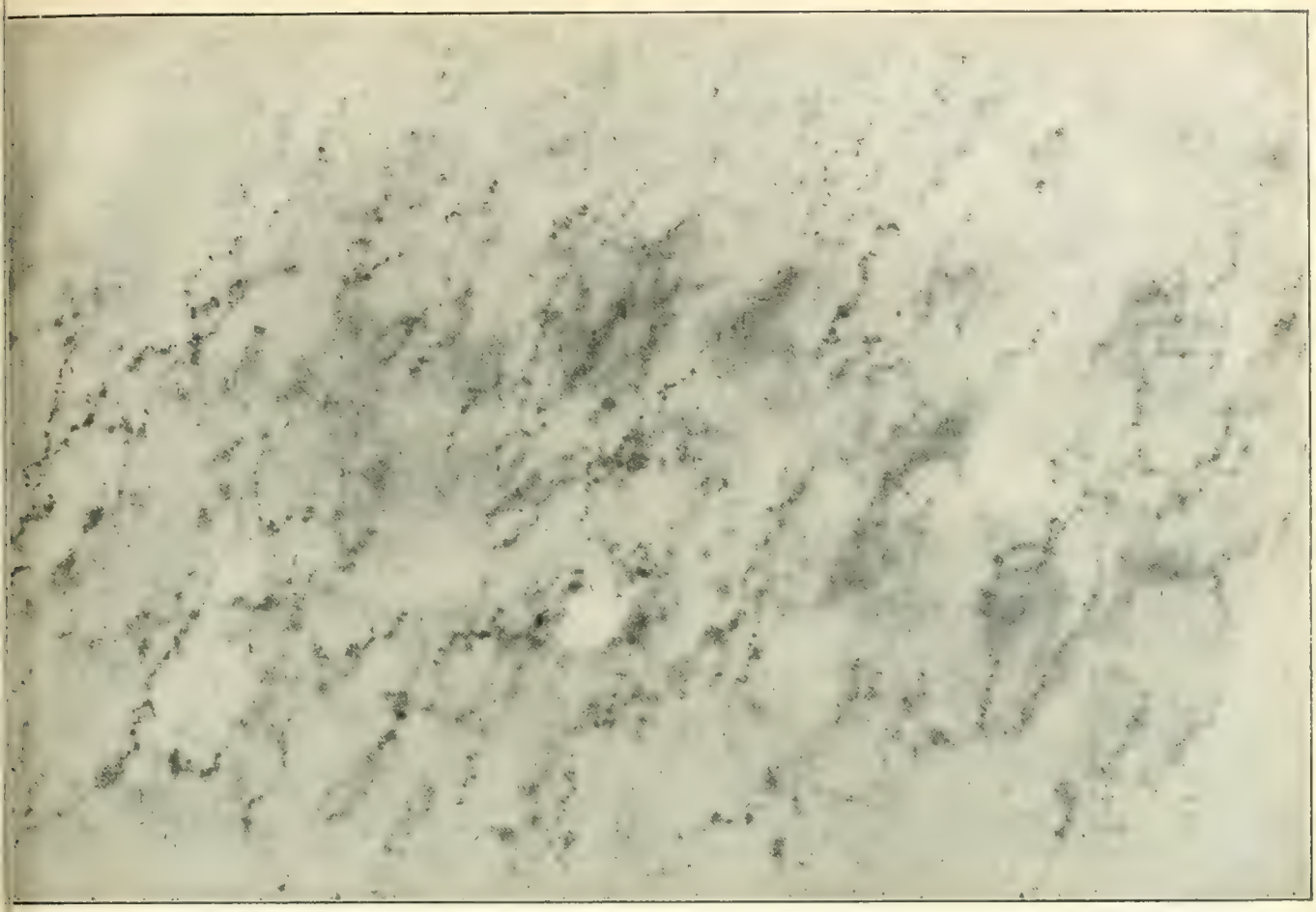
Nous avons tenté d'évaluer le coefficient de diffusion qu'une méthode, dérivée de celle que Townsend a appliquée aux petits ions, permet d'atteindre. On compare les conductibilités avant et après le passage à travers un diffuseur formé de 250 tubes capillaires de 50 centimètres de longueur; les valeurs numériques auxquelles on est conduit ne peuvent pas être considérées comme de véritables mesures à cause du peu de sensibilité de la méthode quand le nombre à mesurer est petit (D est plus petit que 1/100.000). On peut néanmoins vérifier que le coefficient de diffusion est à peu près proportionnel à la mobilité.

Quant aux recombinaisons entre les centres chargés de signes contraires, il est facile de voir que même en supposant une charge très supérieure à la charge atomique elles ne peuvent guère être que le résultat du hasard, comme les chocs des particules neutres entre elles, car les forces attractives mises en jeu aux distances moyennes des granules sont extrêmement faibles.

Rayon et charge des particules.

Mesure du rayon des particules. — Le rayon des particules pourrait se mesurer au micromètre

1. *Wiener Sitzungsberichte*, 1907.
2. *C. R.*, 1909, p. 1165 et 1515.



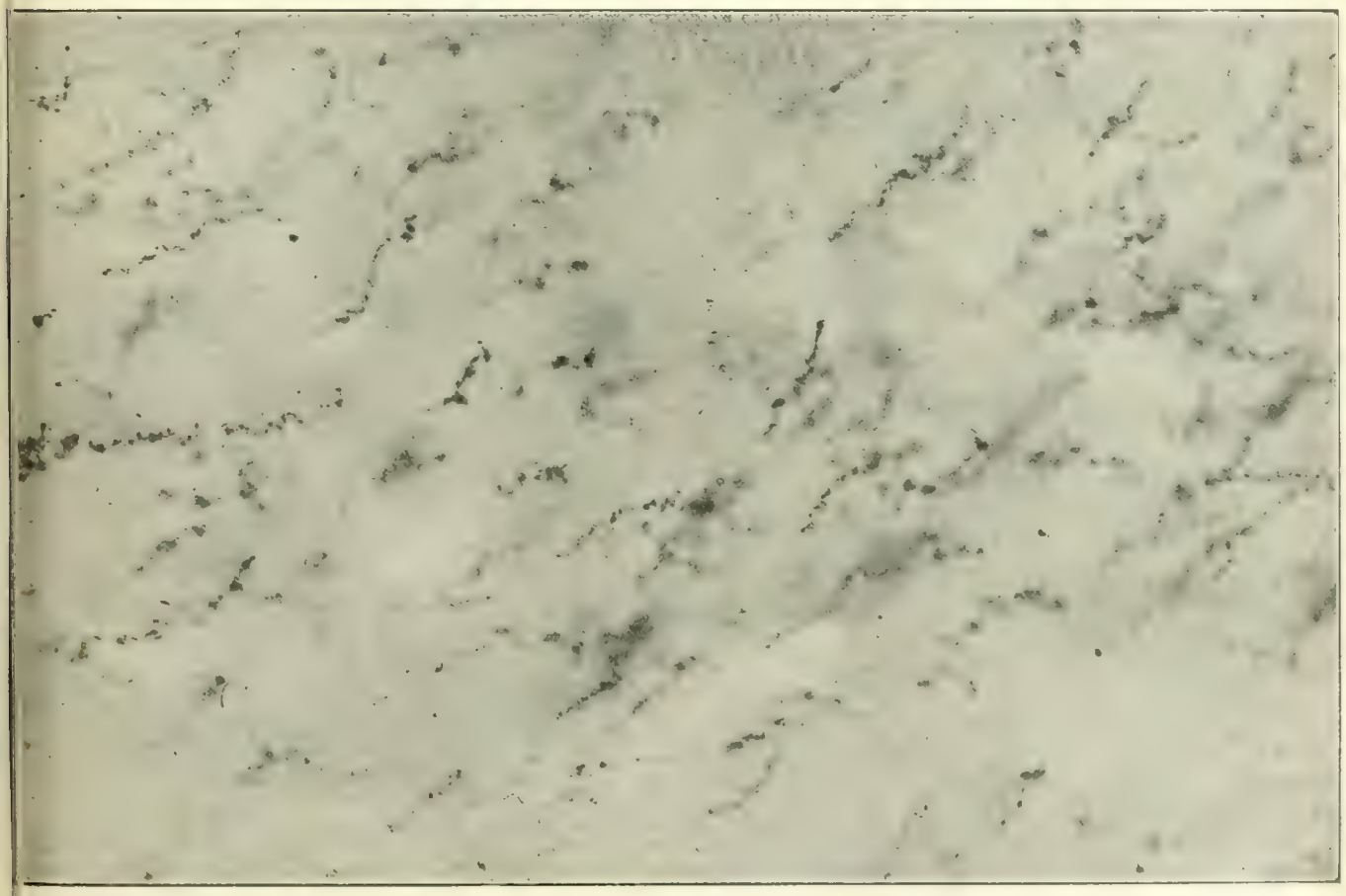


Fig. 3 et 4.

quand elles ne sont pas trop petites; mais quand elles approchent de la valeur des longueurs d'onde lumineuses, les phénomènes de diffraction, étudiés par Abbe, rendent tout à fait incertaines les mesures micrométriques. Il reste deux moyens à notre disposition.

1° Si les granules sont assez gros pour avoir une vitesse de chute sensible, la mesure de cette vitesse et l'application de la formule de Stokes permettront de calculer le rayon à condition de connaître la densité; une valeur exacte de cette dernière quantité est, il est vrai, difficilement accessible à cause de notre ignorance sur la constitution des granules;

2° Si les particules sont plus petites, elles ont un mouvement brownien plus accusé, on peut alors au moyen de l'enregistrement photographique et de la formule d'Einstein atteindre leur rayon a.

Cette relation qu'on peut écrire

$$a = \frac{RT}{N} \cdot \frac{t}{5\pi\sigma\Delta^2}$$

donne, en effet, a si l'on connaît Δ^2, et cette dernière quantité est le carré du déplacement moyen d'une particule suivant une direction quelconque pendant le temps t. Elle est mesurable directement sur une projection agrandie des clichés obtenus. Les nombres que nous allons donner se rapportent à des particules de fumée de tabac susceptibles d'impressionner une plaque photographique par la lumière qu'elles diffusent latéralement.

La moyenne d'un grand nombre de mesures a donné pour Δ pendant 1 seconde la valeur

$$\Delta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

En prenant pour $\frac{RT}{N}$ la valeur $5,4 \cdot 10^{-16}$ qui résulte des dernières déterminations (J. Perrin) et pour σ le nombre $1,8 \times 10^{-4}$ la formule d'Einstein donne

$$a = 4,9 \cdot 10^{-6}.$$

C'est ce nombre que nous avons utilisé pour la mesure de la charge e.

Mesure de la charge individuelle des centres. — Nous avons vu qu'une particule de rayon a portant la charge ε prenait dans un champ H la vitesse :

$$v = \frac{H\varepsilon}{6\pi\sigma a}$$

a étant connu par les méthodes précédentes, la mesure de v donnera e.

M. Ehrenhaft[1] a déterminé a par la vitesse de chute et des mesures micrométriques du diamètre; il a trouvé :

$$a = 5.10^{-6}$$

ce qui donne :

$$e = 4,6\ 10^{-10}.$$

Nous avons trouvé, pour les particules dont nous avons plus haut donné le rayon ($a = 4,9.10^{-6}$), la charge :

$$e = 4,5\ 10^{10}.$$

Ces nombres montrent que les granules considérés portent la charge atomique et sont ainsi analogues aux ions produits par les rayons de Röntgen, sauf qu'ils ont une mobilité beaucoup plus faible. Ce fait, que l'on pouvait prévoir *a priori*, ainsi que nous le verrons tout à l'heure par le fait que le rayonnement du radium ne change pas la mobilité des centres considérés, doit être regardé comme une confirmation expérimentale des formules de Stokes et d'Einstein.

Une autre série de mesures sur des particules plus grosses nous a conduit (toujours par l'enregistrement photographique et la formule d'Einstein) à un rayon moyen $a = 10^{-5}$ centimètres et à une charge valant plusieurs fois e, résultat qui peut s'expliquer en admettant qu'une particule déjà chargée est capable d'attirer une nouvelle charge de même signe, malgré les répulsions mutuelles, lorsque la grosseur permet de la considérer comme subissant l'influence à la façon d'un petit conducteur.

Charges multiples. — Il est intéressant de mesurer la mobilité des particules en suspension dans un gaz en présence d'un rayonnement ionisant tel que celui du radium; on trouve, en effet, des résultats qui s'interprètent très simplement par le mécanisme suivant (v. *Radium*, 1907, p. 259); les petits ions des deux signes produits dans le gaz par la radiation tendent, par le jeu des recombinaisons, à charger et à décharger les gros centres présents jusqu'à un état d'équilibre.

Si les centres étaient primitivement neutres (il est très facile d'en obtenir de tels en chauffant un corps très légèrement humide), l'exposition au radium en charge un certain nombre de chaque signe, la valeur de la charge ε étant la charge atomique e, ainsi qu'on le voit expérimentalement et qu'on pourrait d'ailleurs le prévoir par le mécanisme du phénomène. Si des centres sont chargés des deux signes et ne possèdent qu'une fois la charge atomique, l'action du radium en ramène un certain nombre à l'état neutre et ne modifie pas la charge des autres. Enfin si les centres possèdent des *charges multiples*, l'effet du radium est de les ramener à la charge d'équilibre, *ce qui se traduit immédiatement par une diminution proportionnelle des mobilités. Il faut donc, pour que la mesure de ces dernières quantités ait une signification précise, savoir si l'on a ou non affaire à des charges multiples.*

Comme exemple de poussières très fines et neutres,

1 *Physikalische Zeitschrift*, 1 mai 1909.

nous citerons celles qu'on obtient en chauffant un peu un corps légèrement humide; on peut ainsi obtenir des centres diffusant peu de lumière et animés de mouvements browniens très vifs; en les chargeant par le radium et en mesurant leur mobilité on en déduit, par la formule de Stokes, un rayon qui ne dépasserait pas 3 à 5 μμ.

La fumée de cigarette contient des centres positifs, négatifs et neutres dont les rayons peuvent aller de 30 à 300 μμ; les fumées de papier salpêtré sont également chargées et souvent très fines et très homogènes; il en est de même des poussières dont se chargent les gaz qui passent au voisinage d'une petite étincelle électrique.

Les fumées de chlorhydrate d'ammoniaque sont neutres et relativement grosses; les poussières qu'on obtient en faisant *décrépiter des cristaux* (sel marin) ou qui se trouvent en suspension dans les gaz ayant barboté dans des solutions concentrées sont toutes chargées et portent des *charges multiples* qui peuvent aller jusqu'à 30 ou 50 fois *e*; elles sont produites par des *arrachements de surfaces*.

Le nombre des centres présents dans les fumées peut être très considérable; dans la fumée de tabac moyennement épaisse on peut l'évaluer à plusieurs dizaines de millions par centimètre cube, ce qui donne une distance moyenne de l'ordre de 50 μ.

Il y a une cause d'erreur à éviter dans le maniement des fumées: il faut naturellement les faire passer de l'endroit où on les a produites dans la cuve où on les examinera; quand les grains sont gros et qu'on refoule trop vivement le gaz qui les contient à travers un tube de verre ou de caoutchouc, ils peuvent se charger par frottement contre les parois, par le mécanisme utilisé dans les figures de Lichtenberg; le même inconvénient est moins à craindre avec les poussières fines, sans doute parce que les grains qui touchent les parois ne s'en séparent plus et sortent de la suspension; il sera toujours prudent de faire doucement les transvasements; l'obtention de fumées complètement neutres montre du reste qu'on arrive assez facilement à éliminer l'effet du frottement.

Conclusions.

En résumé, les fumées qui peuvent se trouver en suspension dans un gaz et que la pesanteur n'entraîne pas trop rapidement, se composent de grains visibles à l'ultramicroscope et dont le rayon va de quelques μμ à quelques centaines de μμ; les particules sont animées de mouvements browniens qu'on peut enregistrer par la photographie; l'amplitude de ces mouvements est reliée à la grosseur des centres par une relation que l'expérience montre être conforme à la formule d'Einstein.

Sous l'action d'un champ électrique, les particules se montrent neutres ou chargées de chaque signe et se comportent en tous points comme des ions de faible mobilité. La charge, égale dans un grand nombre de cas à la charge atomique, peut atteindre plusieurs fois cette valeur; on peut alors la ramener à l'unité en produisant de petits ions au sein du gaz.

Les suspensions gazeuses se rapprochent des suspensions liquides en ce que, dans les deux cas, le mouvement brownien des granules suit la formule d'Einstein malgré la différence des chemins moyens qui, petits devant la grosseur des particules dans le cas des liquides, peuvent dépasser cette valeur pour les gaz; les deux principes sur lesquels repose l'établissement de la formule d'Einstein paraissent du reste valables dans les deux cas.

Mais, outre les différences que font naître la faiblesse de la densité et de la viscosité des gaz, les suspensions dans ces milieux se séparent des solutions colloïdales par le fait qu'elles peuvent contenir à la fois des charges positives, négatives et nulles.

[Reçu le 29 juin 1909.]

Décharges dans les gaz raréfiés et actions de surface

Par G. REBOUL

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de M. Lippmann.)

J'ai essayé de montrer[1] que le passage de charges électriques d'un gaz sur un métal produit une modification de la cohésion à la surface de séparation des deux milieux, et qu'inversement une variation de la surface de l'électrode provoque l'apparition de charges électriques dans le gaz. Les expériences étaient faites avec le mercure et l'air à la pression ordinaire; il m'a paru intéressant de les répéter dans l'air raréfié, ce qui permet d'augmenter l'intensité des charges mises en jeu.

1. G. Reboul, *Annales de Physique et de Chimie*, 8me série, 14 (1908) 455.

J'exposerai d'abord les expériences montrant que le passage de charges du gaz sur le mercure produit une variation de la constante capillaire, nous verrons ensuite quelle est l'influence de la variation de la surface sur la décharge dans le gaz, en dernier lieu j'essaierai de montrer le rôle possible de la surface de l'électrode dans les décharges électriques des tubes à vide.

I

Influence de la décharge sur la constante capillaire.

L'expérience est, en principe, disposée de la façon suivante : dans un récipient à vide est placé un tube à extrémité effilée et contenant du mercure. Au moyen de petits accumulateurs on établit une différence de potentiel entre le mercure de la pointe et une électrode placée vis-à-vis. On provoque la conductibilité du gaz et l'on examine au microscope les déplacements du niveau du mercure dans la pointe capillaire. La pression dans les expériences qui suivent était de l'ordre du millimètre de mercure.

Les résultats sont essentiellement différents suivant l'intensité des charges mises en jeu, c'est-à-dire suivant que l'on a une décharge obscure, ou bien que la décharge affecte la forme lumineuse du Geissler, soit enfin, quand, en augmentant l'intensité, l'on arrive à la décharge réellement disruptive, qui accompagne l'établissement de l'arc.

a) **Décharge obscure.** — Il est indispensable de mettre le mercure de la pointe à l'abri des phénomènes d'influence et la pointe elle-même à l'abri de la pénétration de charges. Aussi l'expérience était-elle disposée comme l'indique la figure.

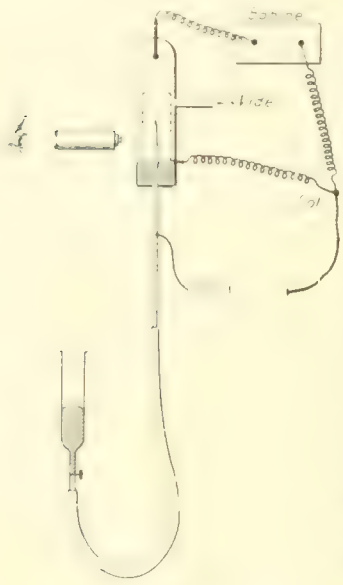


Fig. 1.

L'extrémité capillaire est placée à l'intérieur d'un écran électrostatique, formé par un cylindre en toile métallique relié au sol d'une façon permanente. Un entonnoir à robinet en relation par un tube de caoutchouc avec le tube de la pointe permet d'amener le niveau dans le champ du microscope. On provoque la conductibilité du gaz en produisant entre l'électrode supérieure et l'écran les décharges d'une bobine d'induction : des charges positives et négatives pénètrent dans l'écran soit sous forme de particules cathodiques quand l'électrode supérieure est négative, soit sous forme de rayons canaux quand elle est positive. Il y a donc des charges des deux signes dans le voisinage de la pointe, qui reste cependant à l'abri des phénomènes d'influence. Une batterie de petits accumulateurs permet d'établir une différence de potentiel entre le mercure de la pointe et l'écran : suivant le sens de cette différence de potentiel ce sont les charges positives ou négatives du gaz qui viennent sur le mercure et y produisent les variations de cohésion que l'on suit au microscope.

Si le mercure est au sol, quand on excite la bobine, l'on ne constate aucun déplacement du niveau : il n'y a donc ni phénomène d'influence ni pénétration de charges.

Si l'on charge le mercure positivement et si le champ est suffisamment intense (200 ou 500 volts) pour amener la majeure partie des charges sur le mercure de la pointe, dès qu'on excite la bobine on voit le niveau s'élever rapidement vers l'extrémité capillaire, puis se fixer. Quand le mercure est positif la constante capillaire diminue.

Si l'on charge le mercure négativement, dès qu'on excite la bobine, on voit le niveau s'abaisser, s'éloigner de l'extrémité, passer par un minimum, puis s'élever vers l'extrémité et se fixer : par conséquent, dans ce cas, la constante capillaire augmente, passe par un maximum et diminue.

Les résultats sont qualitativement les mêmes que ceux qui se produiraient avec un électromètre capillaire, si les charges mises en jeu étaient excessivement faibles ou si l'on remplaçait l'eau acidulée par un liquide très médiocrement conducteur.

b) **Décharge lumineuse.** — Il est absolument impossible de se mettre à l'abri des phénomènes d'influence et des pénétrations de charges, l'écran électrostatique devient inutile.

A part l'écran que l'on enlève, l'expérience est disposée comme précédemment. L'on provoque la conductibilité du gaz au moyen d'un anneau entourant le tube et siège d'un champ oscillant. On crée, au moyen de petits accumulateurs, une différence de potentiel entre le mercure de la pointe et l'électrode supérieure.

Tant que l'intensité est relativement faible (résistance liquide intercalée sur le circuit des accumulateurs), quel que soit le sens du champ, et même quand le champ est supprimé, dès qu'on produit la conductibilité du gaz, le niveau s'élève vers l'extrémité de la pointe. La constante capillaire diminue.

Ces résultats sont dus à la pénétration des charges sur le verre de la pointe : on sait que l'effet d'un

étranglement dans un tube à vide est d'augmenter le champ en ce point, par conséquent d'exagérer les effets d'influence sur le mercure qui est attiré vers l'extrémité de la pointe.

c) **Décharge en arc.** — On remplace dans l'expérience précédente le tube de verre par un tube de quartz. On enlève la résistance liquide du circuit des accumulateurs, et on élève progressivement la différence de potentiel, tout en provoquant comme précédemment la conductibilité du gaz de manière indépendante; il arrive un moment où une décharge très brillante s'établit entre le mercure de la pointe (elle ne tarde d'ailleurs pas à fondre) et l'électrode supérieure.

Quel que soit le sens du champ, que le mercure soit positif ou négatif, dès que l'arc s'établit le niveau baisse brusquement dans la pointe : l'établissement de l'arc est toujours accompagné d'une subite augmentation de la constante capillaire.

Ces résultats sont d'accord avec ceux obtenus par Stark[1] dans l'étude d'arcs électriques à électrodes liquides. Ils sembleraient indiquer qu'au moment où l'arc s'établit, il y a une brusque diminution de la couche double à la surface de séparation des deux milieux, l'on sait qu'une diminution de la couche double doit être accompagnée d'une augmentation de la constante capillaire.

Je rappelle qu'alors que dans la décharge de Geissler la chute de potentiel à la cathode est de plusieurs centaines de volts; lorsque l'arc est établi, les chutes de potentiel, tant à l'anode qu'à la cathode, sont de quelques volts seulement, comme le montrent les expériences de Cooper Hewitt sur l'arc au mercure. Nous verrons plus loin la relation qui peut exister entre ces chutes de potentiel aux électrodes et la couche double à la surface de séparation du métal et du gaz.

II

Influence de la variation de surface sur la décharge.

Dans l'hypothèse d'un équilibre électrique à la surface de séparation d'un métal et du gaz environnant, toute modification de la surface du métal doit provoquer l'apparition de charges dans le milieu environnant. En particulier, chaque fois qu'une goutte de mercure se forme, l'air qui l'entoure doit contenir des charges des deux signes : l'on peut facilement, comme je l'ai fait antérieurement, déceler ces charges dans l'air à la pression ordinaire; aux basses pressions, on peut les mettre en évidence d'une façon plus brillante en se plaçant dans des conditions telles que leur production affecte la décharge sous forme lumineuse.

1. Stark. *Phys. Zeitschr.*, 4 (1903) 522.

L'électrode inférieure d'un tube à vide est formée d'une calotte en nickel légèrement sphérique et percée en son sommet d'un trou très petit. Cette électrode est fixée à un tube de verre muni d'un robinet. Quand le

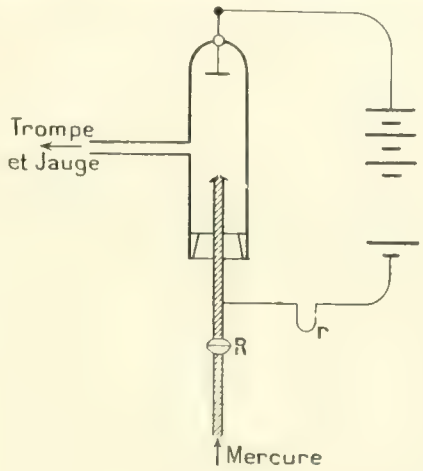


Fig. 2.

vide est fait dans l'appareil, la pression atmosphérique fait monter dans le tube le mercure d'un récipient; en agissant sur le robinet, on provoque, à la surface de l'électrode, la formation de gouttes de mercure. Une batterie de petits accumulateurs permet d'établir une différence de potentiel entre les deux électrodes. L'air de l'appareil était desséché par de la potasse calcinée et le tube vertical rempli progressivement de mercure en le chauffant point par point, comme l'on ferait pour un tube de baromètre.

a) Lorsqu'on établit entre les deux électrodes une différence de potentiel légèrement supérieure au potentiel disruptif, la décharge se produit avec des retards qui atteignent plusieurs minutes. L'on sait comment la théorie actuelle de la décharge disruptive explique ces retards et que l'apparition entre les deux électrodes de charges électriques doit les supprimer.

L'expérience montre que, dans des conditions telles que le retard peut atteindre à l'obscurité un quart d'heure et même davantage, il suffit de la formation de quelques gouttes pour établir instantanément la décharge. Le phénomène se produit quel que soit le sens du champ, un peu plus facilement cependant quand le mercure est négatif : il faut donc en conclure que la formation des gouttes provoque autour du point où elle se produit l'apparition des charges à la fois positives et négatives.

Les retards étant supprimés il est très facile d'obtenir le potentiel disruptif minimum et ses variations avec la pression.

b) Il y a dans les expériences précédentes une dissymétrie très nette, et l'allure du phénomène n'est pas la même suivant que le mercure est positif ou négatif.

Quand le mercure est positif, la formation de

gouttes sur l'électrode inférieure supprime le retard, mais elle n'affecte pas sensiblement la différence de potentiel explosive minima. Quand le mercure est négatif au contraire, l'on peut produire des décharges lumineuses pour des potentiels inférieurs aux potentiels minima.

Par exemple, dans la série d'expériences suivantes l'on a obtenu :

Pression mm.	Différence de potentiel sans écoulement	Différence de potentiel avec écoulement
0,04	456	454
0,06	439	410
0,10	415	585
0,14	586	560
0,18	570	520

Les résultats de la deuxième colonne ont été obtenus en supprimant simplement le retard à la décharge par la formation de quelques gouttes. Ceux de la troisième colonne ont été obtenus en laissant l'écoulement se produire constamment et en cherchant la différence de potentiel minima pour qu'il y ait dans le gaz décharge lumineuse, même intermittente. Il y a sur ces derniers résultats une incertitude assez grande, car à mesure que l'on diminue la différence de potentiel, la luminosité s'estompe de plus en plus et il arrive un moment où l'observation est gênée par la luminescence particulière qui se produit chaque fois qu'une goutte de mercure vient s'écraser à la partie inférieure du récipient : mais pour une différence d'une vingtaine de volts la décharge est très nette, quoique intermittente.

On peut expliquer assez facilement cette dissymétrie ; l'on sait que, par suite de la différence de mobilité des ions positifs et négatifs, ces derniers peuvent par collisions produire d'autres ions pour des différences de potentiel telles que les premiers ne le peuvent pas. Il se peut aussi que la décharge soit facilitée par ce qui se passe à la surface même de la goutte : si l'on admet qu'il y a à cette surface une couche double électrique, positive du côté du métal, négative du côté du gaz, quand le métal sera cathode cette couche double, par suite même de son sens, sera le principal obstacle au passage du courant. Une brusque variation de surface produira une diminution de la différence de potentiel de la couche double, par conséquent un abaissement de l'obstacle ; cet effet ne peut se manifester que si le mercure est négatif.

c) Cette action particulière de la surface semble surtout s'exagérer aux basses pressions. Prenons, par exemple, le cas où la pression est 0,05 mm. ; pour une différence de potentiel d'environ 500 volts aux électrodes la décharge s'établit, l'espace obscur d'Hittorf s'étendant à 1 ou 2 centimètres de la cathode, les parois étant fluorescentes. Si le mercure est anode lorsqu'on produit l'écoulement, la décharge n'est pas affectée, mais si le mercure est cathode, chaque fois qu'une goutte se forme, on voit partir de la goutte un cône d'ombre affaiblissant très nettement la lumière sur son trajet et se déplaçant quand la goutte roule sur la calotte ; en même temps la fluorescence des parois est effacée aux points qu'atteint le cône d'ombre.

On peut se demander si cet affaiblissement de la lumière ne serait pas dû à la projection des ions négatifs que produit la goutte en se formant, projection dont l'effet serait de prolonger l'espace obscur suivant son trajet ; dans ce cas, le prolongement de l'espace obscur, au lieu d'atténuer la fluorescence des parties de la paroi qu'il atteint, devrait au contraire l'accentuer.

Pendant sa formation la goutte ne semble pas participer à la production des rayons cathodiques ; l'explication pourrait être la suivante : la formation de la goutte produit une diminution de la différence de potentiel de la couche double à la surface et, par suite, comme nous verrons plus loin, une diminution de la chute cathodique dans le voisinage immédiat de la goutte ; cette diminution provoquerait la disparition des rayons cathodiques. L'effet serait en somme l'inverse de celui découvert par Gehrcke et Reichenheim ; ces physiciens ont montré que la création à l'anode d'une chute de potentiel produit, dans certaines conditions, l'apparition de rayons anodiques, ayant certaines similitudes avec les rayons cathodiques ; inversement, la destruction à la cathode de la chute de potentiel serait accompagnée de la disparition des rayons cathodiques

III

Rôle possible de la surface des électrodes dans les décharges des tubes à vide.

L'électricité semble avoir de très grandes difficultés à passer d'un métal à un gaz raréfié, il paraît aussi très difficile de concilier la bonne conductibilité des tubes à gaz raréfiés dépourvus d'électrodes et la très mauvaise conductibilité apparente des tubes de Geissler ordinaires : la présence des électrodes a donc une influence essentielle. Il est assez facile d'expliquer cette influence dans la théorie électronique des métaux et l'hypothèse qu'elle entraîne d'une couche double électrique à la surface de séparation d'un métal et du gaz environnant.

Le sens du champ de la couche double, positif du côté du métal, négatif du côté du gaz, doit introduire une dissymétrie dans le passage de charges électriques du gaz au métal ou du métal au gaz, puisque ce champ est un obstacle quand le métal est cathode et non pas quand il est anode. L'on conçoit que cette dissymétrie dans l'effet des couches de passage amène

une dissymétrie dans l'aspect de la décharge au voisinage des deux électrodes ; nous allons l'examiner rapidement dans les divers cas de la décharge.

L'on sait que les caractères de la décharge[1] dépendent surtout de l'intensité du courant; on peut distinguer trois phases : avec une intensité très faible (agent ionisant auxiliaire) la décharge est obscure, l'intensité augmentant la décharge affecte la forme bien connue que présentent les tubes de Geissler, enfin l'exagération de l'intensité amène la décharge réellement disruptive en forme d'arc.

a) **Décharge obscure.** — C'est le cas d'une ionisation ordinaire, sous l'influence du champ les charges s'orientent. Supposons qu'à la surface des électrodes il y ait une couche double due à un équilibre entre des centres positifs, négatifs et neutres[2]. Les ions négatifs du gaz viennent vers l'anode, modifient légèrement l'équilibre en augmentant le nombre des centres neutres et abandonnent leur charge au métal puisque rien ne les empêche de venir en contact avec lui. Les ions positifs du gaz viennent vers la cathode, modifient l'équilibre électrique, diminuent le nombre des centres neutres et abandonnent leur charge au métal ; mais si l'afflux des centres positifs est suffisant, la modification de l'équilibre ne faisant intervenir dans un temps donné qu'une partie des centres qui arrivent, les centres inactifs, arrêtés par le champ de la couche double, se concentrent dans le voisinage de la cathode. Tout se passe en somme comme si les centres du gaz chargeaient du côté de la cathode un condensateur dont le diélectrique n'isolerait pas parfaitement.

Il y a du côté de la cathode une concentration d'ions positifs qui y produit une chute de potentiel et déforme le champ[3], ce que l'on peut d'ailleurs expliquer par la différence de mobilité des ions positifs et négatifs.

L'apport de centres négatifs à l'anode, l'augmentation des centres neutres de la couche doivent provoquer une diminution de la constante capillaire : nous avons vu que, lorsque le mercure est positif, le niveau s'élève vers le sommet de la pointe.

La concentration de centres positifs à la cathode doit avoir d'abord pour effet de diminuer l'action de la couche double sur la cohésion à la surface, la constante capillaire doit augmenter; la concentration devenant plus grande, l'action de ces centres deviendra prédominante et la constante capillaire se mettra à diminuer : ce sont bien les résultats de l'expérience.

b) **Décharge de Geissler.** — La conductibilité du gaz est produite par les collisions sur les molécules des ions présents dans la masse gazeuse. Si le nombre d'ions transportés est suffisant, une partie des ions positifs sert à modifier l'équilibre de la couche double à la cathode et passe sur le métal, l'autre s'accumule dans le voisinage de l'électrode créant la chute cathodique : le champ électrique cesse d'être uniforme et se trouve resserré du côté de la cathode, dont le voisinage devient un champ d'ionisation très actif. Le courant dans le tube se diviserait donc en deux parties, l'une passant d'une manière continue dans le tube, l'autre chargeant une capacité dans le voisinage de la cathode. Il arrive un moment où la charge de cette capacité est suffisante pour que la différence de potentiel qui en résulte neutralise le champ de la couche double ; à ce moment rien ne s'oppose à la sortie des électrons du métal et un flux d'électrons s'échappe dans le gaz, venant neutraliser les charges positives ; il se constitue une décharge, en général discontinue, dont l'aspect dépendra essentiellement du libre parcours des centres chargés, c'est-à-dire de la pression, et dont on peut expliquer les apparences par l'incompatibilité de la lumière positive et des particules cathodiques[4].

L'on sait que, lorsque dans un tube de Geissler la différence de potentiel aux électrodes est voisine du potentiel explosif, la décharge est intermittente. Nous avons dit que lorsque le mercure est négatif, dans les expériences vues plus haut, pour une différence de potentiel inférieure au potentiel disruptif l'on a une décharge discontinue dès qu'on produit l'écoulement : les charges fournies au gaz par la formation des gouttes se multiplient par collisions, les charges positives, en se concentrant autour de la cathode, y produisent cette espèce de polarisation qui, suffisamment avancée, provoque la décharge ; cette concentration demandant un certain temps, la décharge est intermittente et à intervalles réguliers.

En somme, un tube à gaz raréfié peut être considéré comme formé d'une capacité et d'une résistance en dérivation : le courant du circuit est la somme de deux courants, l'un continu, l'autre discontinu dû à la charge et à la décharge d'une capacité, la décharge cathodique étant essentiellement discontinue. L'on conçoit que, si le flux d'électrons qui s'échappe du métal à chaque décharge de la capacité provoque un changement dans la résistance du tube, la somme des deux courants, c'est-à-dire le courant du circuit puisse être constant, les variations du courant discontinu étant en quelque sorte équilibrées par celles du courant continu. Si l'équilibre précédent ne subsiste plus, le courant dans le circuit sera variable : un téléphone placé dans ce circuit accusera un son, dont la fréquence sera le nombre de décharges par seconde de la capacité à la cathode ; à mesure que l'on augmente la différence de potentiel aux électrodes, l'intensité des

1. P. Villard. *Journal de Physique*. 4e série, 7 (1908), 526.
2. G. Rebolt, *Le Radium*, 5 (1908), 129-156.
3. J. J. Thomson, *Philosophical Magazine*, 5 série, 47 (1899), 253.

1. P. Villard, *Journal de Physique*, 4 série, 7 (1908), 525.

charges mises en jeu augmente également, la capacité à la cathode se charge plus vite, l'intermittence devient plus courte et la hauteur du son monte de plus en plus[1].

On comprend que des traces d'impuretés dont l'influence sur la chute cathodique est considérable[2] puisse faciliter la rupture de cet équilibre : avec un mélange de gaz le courant dans le circuit est presque invariablement intermittent[3].

La chute cathodique serait donc, en somme, provoquée par la différence de potentiel de la couche double, et son rôle serait de la neutraliser. On conçoit que dans ces conditions, la chute de potentiel cathodique minima puisse être la même que la différence de potentiel disruptive minima[4]. Cette chute minima ne doit pas dépendre de la distance des électrodes, de leurs dimensions, de l'intensité du courant, ni du volume ou de la forme du tube, mais seulement des matières qui interviennent à la surface de séparation des deux milieux, c'est-à-dire du métal des électrodes et du gaz environnant[5]. Toute altération de la surface des électrodes la fera varier : ainsi, des électrodes de zinc, cuivre, fer présentent, quand elles sont neuves, des chutes cathodiques très faibles, et ne donnent la valeur normale qu'après avoir déjà été employées plusieurs fois[6]. Toute modification de la distribution des électrons du métal doit se répercuter sur la chute cathodique ; cette dernière diminue quand l'électrode est portée au rouge[7], cette diminution devient beaucoup plus faible quand l'électrode est chauffée depuis longtemps[8]. Dans les effets précédents, il se manifeste une fatigue, qui est à rapprocher de celle qui se présente dans l'émission de charges par les métaux chauffés, qui paraît, elle aussi, liée à l'existence de cette couche double[9].

Dans l'hypothèse précédente, la chute cathodique doit être constante et minima tant que la gaine cathodique n'entoure pas la cathode, c'est-à-dire tant que la surface entière de l'électrode ne participe pas à la décharge, mais ensuite elle doit augmenter avec l'intensité du courant. C'est ce que donne l'expérience[10].

Le mécanisme précédent expliquerait en partie la grande capacité d'un tube à vide, et pourquoi un condensateur chargé et relié aux électrodes d'un tube à gaz raréfié ne peut se décharger complètement et n'utilise pour la décharge que des différences de potentiel supérieures à certaines limites[11].

1. H. A. Perkins, *C. R.*, Mai 1909.
2. Warburg, *Wied. Ann.*, **40**, 1890, 1.
3. Calustro, *Proc. Roy. Soc.*, **63**, 1898, 556.
4. J. J. Thomson, *Conduction of electricity through gazes*, p. 557.
5. Warburg, *Wied. Ann.*, **31**, 1887, 545. *Loc. cit.*
6. Mey, *Verhand. Deutsch. Physikal. Gesellsch.* (1905) 72.
7. Hittorf, *Wied. Ann.*, **21**, 1884, 155.
8. Goldstein, *Wied. Ann.*, **24**, 1885, 91.
9. G. Reboul, *Ann. de Phys. et de Chim.*, août 1908.
10. P. Villard, *Les rayons cathodiques* (coll. Scienta), p. 27.
11. P. Villard, *Journal de Physique*, 4e série, **7** (1908), 550.

On reconnaît dans cet afflux des centres positifs qui viennent se concentrer dans le voisinage de la cathode l'afflux cathodique de M. Villard, et l'on peut interpréter de même les expériences sur les effets de cet afflux[1].

La surface de la cathode doit s'échauffer, puisque les charges qui passent du gaz au métal ou inversement trouvent en ce point-là la presque totalité de la résistance du tube.

Le bombardement, par des centres positifs, de la surface de la cathode, doit provoquer l'émission par la cathode de particules négatives[2].

En résumé, la chute cathodique paraît liée à la surface de séparation des deux milieux ; on peut expliquer en partie son existence par la différence de mobilité des ions positifs et négatifs, mais cet effet, qui intervient certainement, ne peut expliquer complètement les phénomènes : la chute cathodique devrait dépendre surtout de la masse du gaz et peu de la nature du gaz ou des électrodes. D'ailleurs, si seule la mobilité intervenait, on devrait avoir le même aspect dans les tubes avec ou sans électrodes : on sait que, dans ce dernier cas, la décharge se réduit uniquement à la colonne positive.

Le phénomène est tout différent à l'anode : les charges passent sans aucune difficulté du gaz au métal, la colonne positive est un conducteur continuation naturelle de l'électrode, il n'y a entre ce conducteur et l'anode qu'une différence de potentiel relativement faible, due à la différence de concentration des électrons dans les deux milieux. Ce conducteur, qui forme la colonne positive, est parfaitement distinct du milieu gazeux environnant et en sera séparé par une couche double analogue à celle qui, à la surface d'un métal, s'oppose à la sortie des électrons, d'où la cohésion de cette colonne positive[3].

Comme conséquence de la répercussion sur le passage de la décharge de la couche double à la cathode, toute cause qui aura pour effet de détruire ou de diminuer cette couche double aura pour effet de diminuer la chute cathodique et de vaincre la répugnance à la cathode. Nous avons vu comment dans les expériences des gouttes cette diminution se traduit par la suppression des rayons cathodiques. On sait comment, dans les expériences de Cooper Hewitt, la désagrégation de la surface de la cathode, par l'échauffement dû au courant qui passe, supprime la répugnance à la cathode et facilite l'établissement du troisième régime de décharge, c'est-à-dire de l'arc.

c) **Décharge en arc.** — Si l'intensité du courant devient suffisante, il arrive un moment où l'arc s'établit, l'obstacle que présentait la couche double à la

1. P. Villard, *Les rayons cathodiques*, p. 87.
2. J. J. Thomson, *Loc. cit.*, p. 485.
3. P. Villard, *Journal de Physique*, *Loc. cit.*, p. 552.

cathode n'existe plus : par suite de l'effet Edison les électrons s'échappent abondamment du métal. L'obstacle au passage des charges ayant disparu, il n'y aura plus accumulation de centres positifs du côté de la cathode, la chute cathodique disparaîtra et la décharge dans le tube se réduira à la colonne positive, les chutes de potentiel aux deux électrodes étant du même ordre : la décharge constituera dans ce cas un véritable court-circuit. En diminuant l'intensité par l'interposition d'une résistance, l'on reviendra au régime de Geissler[1].

On comprend que, l'établissement de l'arc provoquant une diminution de la différence de potentiel de la couche double, tant à l'anode qu'à la cathode, l'on ait, quand il s'établit, une brusque augmentation de la constante capillaire.

Ce rapide exposé montre que cette notion si simple de couche électrique double pourrait peut être expliquer les apparences principales de la décharge dans un tube à vide et la dissymétrie caractéristique des deux électrodes. La décharge dans les tubes à vide comprendrait donc deux phases : vaincre la cohésion diélectrique du gaz pour le rendre conducteur, faire passer les charges du gaz au métal des électrodes pour fermer le circuit. La cohésion diélectrique une fois vaincue, grâce au potentiel disruptif, pour entretenir le courant il suffit d'une différence de potentiel assez grande pour produire cette espèce de polarisation à la cathode dont nous avons parlé : on sait que le potentiel, disruptif, qui amorce la décharge, est essentiellement différent du potentiel nécessaire pour la maintenir, et que ce dernier se rapproche du potentiel disruptif minimum et de la chute cathodique normale[1].

[Reçu le 25 juin 1909.]

Spectres d'absorption des dissolutions du néodyme

Par Boris STAHL

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Chimie analytique].

Comme il reste encore des incertitudes sur la nature élémentaire du néodyme et du praséodyme, il n'est pas dépourvu d'intérêt de poursuivre l'étude de leurs propriétés atomiques, et j'ai repris celle de leurs spectres d'absorption.

Je dois à l'obligeance de M. Urbain les termes successifs d'un fractionnement compris entre le praséodyme et le néodyme.

Ce fractionnement a été fait par le procédé de M. H. Lacombe, qui consiste à soumettre les nitrates du type $2(NO^3)^3Di, 3(NO^3)^2Mn, 24H^2O$ à une série de cristallisations méthodiques dans l'acide nitrique. Outre les terres rares et le manganèse, ces produits contenaient du magnésium et du bismuth.

Pour séparer les terres rares des substances qui les accompagnent, j'ai procédé de la façon suivante : le bismuth a été éliminé en diluant les dissolutions avec beaucoup d'eau, puis en filtrant le précipité de nitrate basique de bismuth. Les liqueurs étaient traitées ensuite par l'hydrogène sulfuré. Les dissolutions débarrassées du bismuth ont été additionnées d'ammoniaque et d'eau oxygénée. Les hydroxydes de néodyme et de praséodyme se précipitent alors, ainsi que la totalité du manganèse, à l'état d'hydroxyde brun, et une partie de la magnésie. Si l'on traite ce précipité par l'acide azotique étendu, la majeure partie du manganèse reste non dissoute, tandis que les autres éléments se dissolvent intégralement.

La dissolution est de nouveau traitée par de l'ammoniaque, mais alors en présence d'un excès de sels ammoniacaux pour éliminer le reste de la magnésie. Le précipité de néodyme et de praséodyme n'entraîne, dans ces conditions, que des traces de magnésie qui sont complètement éliminées par des lavages avec de l'eau ammoniacale.

L'élimination des dernières traces de manganèse est très pénible. Parmi les méthodes qui suivent, aucune n'a donné de résultats absolument satisfaisants :

1. Les dissolutions ont été précipitées par l'acide oxalique. Les précipités d'oxalates ont été filtrés, séchés et calcinés. Les oxydes obtenus ainsi ont été ensuite projetés dans une dissolution nitrique concentrée de chlorate de potassium. Le praséodyme et le néodyme sont ainsi transformés en nitrates, tandis que le manganèse donne un précipité de bioxyde qui est filtré sur de l'amiante et lavé avec de l'acide azotique concentré et chaud. La liqueur retient le plus souvent de très petites quantités de manganèse.

2. Les dissolutions des nitrates sont évaporées au bain-marie. On les chauffe ensuite pendant 2 heures à une température de 260°-280°. Le nitrate de manganèse, n'étant pas stable à cette température, se transforme en peroxyde, tandis que les nitrates de néodyme et de praséodyme sont à peine altérés.

Le précipité de peroxyde de manganèse présente

1. P. Villard, *Journal de Phys.*, *Loc. cit.*, p. 550.

1. Townsend, *Ions, Electrons, Corpuscules* (H. Abraham et Langevin), 1909.

l'inconvénient de passer assez aisément à travers les filtres, et la totalité du manganèse n'est pas toujours éliminée rigoureusement par cette méthode.

3. Bien que le persulfate d'ammonium ait été indiqué comme un réactif excellent et absolument général du manganèse, j'ai constaté qu'il ne donnait aucun précipité dans le cas où le manganèse se trouve en très petite quantité par rapport au néodyme et au praséodyme.

En traitant les différentes dissolutions par les deux méthodes précédemment décrites, j'ai obtenu certaines liqueurs d'où le manganèse avait été complètement éliminé alors qu'il en restait de faibles traces dans quelques autres. Mais ces traces étaient extrêmement faibles. Elles ont pu être négligées, car elles ne gênaient en rien l'étude des spectres d'absorption. Pour être certain d'obtenir du néodyme et du praséodyme absolument exempts de manganèse, je me suis rendu compte que ce qu'il y aurait de mieux serait d'avoir recours aux méthodes de fractionnement : à la cristallisation des sulfates, par exemple.

Ces traitements seraient nécessaires pour des recherches plus délicates que celles que je me proposais d'entreprendre. Les sels de praséodyme et de néodyme, obtenus par les procédés décrits précédemment, ont été précipités par l'acide oxalique. Les oxalates ont été filtrés, séchés et calcinés. Les oxydes ont été dissous dans un excès d'acide azotique. Les liqueurs ont été évaporées ensuite à consistance sirupeuse et additionnées d'eau en quantités telles, que les dissolutions renfermaient 20 pour 100 d'oxydes. Toutes les fractions ont été faites dans des conditions aussi semblables que possible.

L'examen spectroscopique de ces dissolutions a permis de constater que les bandes λ695, λ684 et λ678 du néodyme variaient énormément dans leurs intensités relatives.

En présence d'un fort excès d'acide, les trois bandes λ471, λ469, λ457 du néodyme disparaissent complètement. M. Lecoq de Boisbaudran[1] avait observé, en 1879, c'est-à-dire à une époque où le néodyme et le praséodyme n'avaient pas été séparés l'un de l'autre, que les spectres du didyme en solution de nitrates se modifiaient en présence d'acide libre. Les nitrates neutres et les nitrates acides donnent d'après cela des spectres différents.

Il était intéressant de chercher si cette propriété du nitrate de néodyme était générale et si d'autres sels du néodyme présentaient aussi des spectres distincts en liqueur acide et en liqueur neutre.

Pour obtenir les chlorures neutres, j'ai eu recours à l'excellente méthode de M. Bourion[2]. Les fractions successives du néodyme et du praséodyme ont été transformées de cette manière (action du chlorure de soufre S^2Cl^2 sur les oxydes) en chlorures neutres, et ceux-ci ont été dissous dans une proportion d'eau telle, que toutes les solutions contenaient 20 pour 100 de chlorure anhydre. Après avoir fait l'étude des chlorures en solution neutre, j'ai saturé les liqueurs avec de l'acide chlorhydrique gazeux.

Une nouvelle série d'observations m'a montré que les spectres des solutions acides des chlorures ne se distinguent pas des spectres de solutions neutres.

Il est probable d'après cela que les nitrates de praséodyme et de néodyme sont susceptibles de former, avec l'acide azotique, des combinaisons complexes dont les analogues n'existent pas à l'état de chlorure[1].

Pour observer les spectres, l'image d'un filament de lampe Nernst était projeté sur la fente du spectrographe ou du spectroscope. Dans le cas des mesures spectrographiques, la lentille de projection était une lentille de quartz. Les cuves qui contenaient les liqueurs à étudier étaient placées immédiatement devant la fente. Ces cuves étaient à parois de quartz pour les déterminations spectrographiques. Ces méthodes d'observation sont d'ailleurs aujourd'hui classiques

SPECTRE DU NÉODYME PUR

(*Solution de chlorure neutre à* 10 *pour* 100 *de chlorure sous* 1 *cm. d'épaisseur.*)

Groupement	Longueur d'onde	Observations
A	λ 742	Forte, large
B	λ 690	Moyenne, étroite
	λ 681	Forte, étroite
	λ 656	Faible, étroite
C	λ 628	Faible, étroite
	λ 622	Moyenne, étroite
D	λ 575	Très forte, très large
	λ 553	Moyenne, étroite
	λ 524	Forte, étroite
E	λ 521	Forte, étroite
	λ 515	Forte, diffuse
	λ 509	Forte, étroite
	λ 476	Forte, étroite
F	λ 469	Forte, étroite
	λ 462	Forte, diffuse
G	λ 428	
	λ 356	Moyenne, étroite
K	λ 354	Forte, étroite
	λ 350	Forte, étroite
	λ 347	Forte, étroite

En faisant varier les concentrations et les épaisseurs on observe les faits suivants : la bande du groupement A λ742 reste toujours identique à elle-même: elle est seulement plus ou moins intense.

En faisant croître la concentration ou l'épaisseur, il s'ajoute une quatrième bande λ624 aux trois bandes λ656, λ628 et λ622 du groupement C.

1. Lecoq de Boisbaudran, *C. R.*, **88** (1879), 1167.
2. J. Bourion, *C. R.*, **148** (1909), 170.

1. Je recherche actuellement si les spectres des nitrates acides s'identifient avec le spectre des nitrates doubles que donnent si aisément le néodyme et le praséodyme.

En diluant la liqueur, la bande λ575 du groupement D se décompose en plusieurs constituants : λ579, λ575 et λ572.

Le groupement E (λ555, λ524, λ521, λ513 et λ509) fournit, sous de grandes épaisseurs, une seule bande très forte et très large.

Les bandes du groupement F se renforcent avec l'épaisseur. Ces bandes se réunissent finalement pour donner une bande très large et très forte. Dans le groupement G les bandes λ454 et λ419 viennent s'ajouter à la bande λ428.

Enfin, sous des épaisseurs plus grandes, on voit apparaître les trois bandes λ580, λ539 et λ528, et sous des épaisseurs plus faibles ces bandes deviennent de plus en plus nébuleuses et ne se résolvent pas en bandes plus fines.

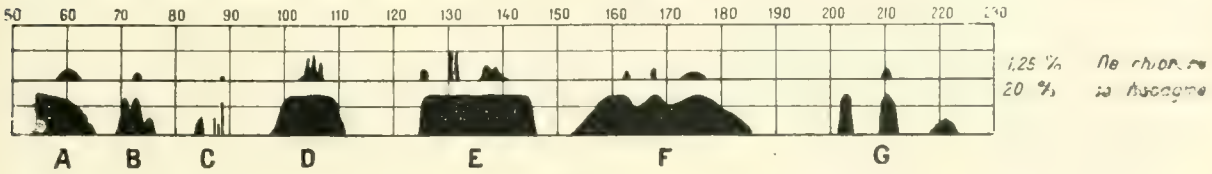


Fig. 1.

Partie visible de la fraction P sous 6 cm. d'épaisseur.

Le spectre complet du néodyme serait donc composé, en tenant compte de toutes ces particularités, des bandes suivantes : λ742, λ690, λ681, λ671, λ656, λ628, λ624, λ622, λ579, λ575, λ572, λ555, λ524, λ521, λ513, λ509, λ476, λ469, λ462, λ454, λ428, λ419, λ580, λ556, λ554, λ550, λ547, λ539, λ528.

Le néodyme est, d'après cela, très riche en bandes d'absorption. J'insiste sur ce point que le spectre du chlorure est indépendant de l'acidité des liqueurs.

Le spectre d'absorption du praséodyme est beaucoup moins riche en bandes :

λ597, λ589, λ482, λ469, λ444.

La dilution rend ces bandes de plus en plus faibles, mais on ne voit pas apparaître, comme dans le cas du néodyme, des constituants en lesquels ces bandes seraient susceptibles de se résoudre.

En examinant les fractions comprises entre le praséodyme et le néodyme j'ai fait les observations suivantes : les bandes du praséodyme, excepté λ444, ne paraissent pas s'éliminer à mesure que le fractionnement s'appauvrit en praséodyme. Les bandes λ597 et λ589, qui sont au voisinage des bandes λ579-λ572 du néodyme, se confondent avec elles à certaines concentrations, ou à partir d'une épaisseur un peu forte.

Les intensités de ces bandes s'ajoutent. Ces bandes donnent ainsi l'illusion d'être plus persistantes que la bande λ444.

La bande λ482 devient de plus en plus faible et finit par disparaître.

Fig. 2.

Partie ultra-violette de la fraction P. Source de lumière continue : lampe de Nernst

Enfin, la bande λ469 du praséodyme coïncide exactement avec une bande du néodyme.

Plusieurs auteurs[1] ont considéré cette bande comme caractéristique d'un élément qui n'aurait pu être séparé ni du néodyme ni du praséodyme. La connaissance assez approfondie qu'on a actuellement des spectres d'arcs du néodyme et du praséodyme laisse peu de vraisemblance à cette hypothèse.

En tenant compte de la coïncidence de ces deux bandes dans les dissolutions de ces deux éléments distincts, on se rend parfaitement compte que l'hypothèse d'un troisième n'est pas nécessaire pour interpréter les faits. On ne voit en effet à aucun moment cette bande se renforcer dans les parties intermédiaires du fractionnement.

Cette bande est un peu plus forte et un peu plus large dans le praséodyme que dans le néodyme.

Pour pouvoir déterminer avec une complète certitude les spectres d'absorption des terres rares il est nécessaire d'examiner toutes les fractions successives.

En n'examinant que les têtes et les queues d'un fractionnement, on observe souvent d'apparentes anomalies qui s'évanouissent quand on peut exactement

1. Par exemple, Demarcay, *C. R.*, 105 276.

se rendre compte de la façon dont ces bandes se comportent dans les mélanges intermédiaires.

Pour déterminer la pureté des différentes fractions du néodyme que j'ai eu à ma disposition, j'ai comparé leurs spectres à ceux d'une dissolution de plus en plus diluée de praséodyme pur.

Cette comparaison m'a permis d'évaluer les proportions de praséodyme contenues dans les fractions successives du fractionnement du néodyme.

Voici les résultats obtenus (voir tableau ci-dessous) :

D'après cela, la fraction P peut être considérée comme du néodyme d'une suffisante pureté pour qu'on puisse l'utiliser avec une erreur inférieure à 0,002 pour la détermination du poids atomique du néodyme[1]. Les fractions M, N et L pourront être utilisées dans le même but au prix d'une erreur systé-

1. Des recherches sur ce sujet seront publiées ultérieurement.

Fractions.	Proportions de chlorure de praséodyme pour 100 de chlorure mixte
A	50
B	26
C	25
L	17
H	11
E	10
D	6
G	4
F	3
J	1,7
K	1,2
O	0,6
M	< 0,6
N	< 0,6
L	< 0,6
P	< 0.05

Groupement	Longueur d'onde	Demarçay [1]	Muthmann [2]	Drossbach [3]	Forsling [4]	Formanek [5]	Exner [6]
A	742	732,4	...	.	...	729,1	...
B	690	691,0	689,2	.	689,5	690,6	..
	681	680,4	679,8	.	677,5	679,4	675
	671	673,1	672,0	.	672,0	»	»
C	656	657,5	656,0	.	656,0	»	»
	628	629,2	628,5	..	627,8	»	»
	624	»	625,0	..	625,4	625,5	»
	622	625,4	621,5	.	621,7	»	»
D	»	»	585,4		»	»	»
	»	»	580,8	.	»	»	»
	579	578,5	578,5	588-566	578,8-578,0	579,7	579,5
	575	»	575,4	»	575,4	575,9	574
	»	»	575,5	»	575,5	»	»
	572	»	571,6	»	571,6	»	»
E	555	552	552,5	552	552,5	551,9	»
	524	»	525,4	527-519	»	»	525,5
	521	522	521,6	»	521,6	522,2	»
		»	520,5	»	520,4	520,9	»
	»	.	.	516	»	»	»
	515	.	512-511,0	»	512,4	512,0	512
F	509	510,9	508,9	510-505	508,7	509,6	»
	»	»	»	478	479,9	482,1	485
	476	476,8	474,5	»	474,8-474,2	475,9	476
	469	469,1	»	471	468,7	469,5	470
	462	462,4	459,5	465	461,0	461,4	462
	»		»	»	»	444,5[7]	445[7]
G	454	455,1	454,0	454	455,0	454,1	»
	428	429,4	432,5	»	»	»	427
	»	428,1	427,5	427,5	427,1	427,1	»
	419	420	»	»	418,5	417,5	»
J	580	.	580,6-580	.	580,6-580,2		»
	556		..	559	»	»	556-552
K	554		...	556	554,5-555,0		»
	550			551	551,0-549,5	..	549,5-546
	547		.	»	548,0-545,5	...	»
	»		..	»	545,0-541	...	»
L	539		..	537	.	...	»
	»		..	.	.	.	535-515
M	528	...	...	528	..	.	...

1. Demarçay, *C. R.*, **126** (1898), 1059.
2. Muthmann, *Ber. der chem. Gesell.*, **32** (1899).
3. Drossbach, *Ber. der. chem. Gesell.*, **35** (1909), 486.
4. Forsling Holmberg, *Zeitschr. für anorg. Chemie*, **103** (1907), 118.
5. Formanek, *Die qualitative Spectralanalyse anorganischer Körper*. Berlin, 1900.
6. Exner, *Wiener Sitzungsberichte*, **108** IIa (1899), 1252-1266.
7. Bandes appartenant au praséodyme.

matique de 0,02. Ces erreurs sont inférieures à l'ordre des erreurs expérimentales que comportent actuellement de semblables mesures.

Il est intéressant de comparer les résultats que j'ai obtenus dans des conditions bien précisées avec les résultats publiés par les divers auteurs.

Le tableau ci-dessus met en relief les divergences des observations.

On voit que la plupart des divergences se rapportent à la région occupée par le groupement F (λ 481-λ 462).

Il y a lieu de remarquer que c'est une région où se manifestent certaines bandes du praséodyme dont quelques-unes sont voisines des bandes du néodyme, ou même coïncident avec elles. En expliquant les anomalies observées par les divers auteurs ainsi que les divergences de leurs observations, cette étude du spectre visible et ultra-violet du chlorure de néodyme permet de conclure que l'hypothèse d'après laquelle le néodyme serait un mélange de plusieurs éléments absorbants n'a aucune base réellement positive. De tels éléments paraissent résulter de l'interprétation d'expériences insuffisamment précises. Les observations qui précèdent montrent combien, dans la comparaison des spectres d'absorption, il est nécessaire de tenir compte non seulement de la concentration des liqueurs et de l'épaisseur sous laquelle on les examine, mais encore de la nature du sel et du degré d'acidité des liqueurs. En négligeant ces précautions indispensables, on risque de tomber dans cette erreur regrettable qui consiste à confondre de mauvaises observations avec la découverte d'éléments nouveaux.

(Reçu le 10 juillet 1909.)

Influence des rayons α sur la conductibilité électrique des diélectriques solides

Par H. GREINACHER

(Institut de physique de l'Université de Zurich.)

MM. Henri Becquerel[1] et A. Becker[2] ont déjà mis en évidence le fait que la conductibilité électrique des isolants solides augmente lorsqu'ils sont soumis à l'action des rayons du radium; ce phénomène a été observé aussi dans le cas de diélectriques liquides et, récemment, il a fait l'objet d'études approfondies[3].

Jusqu'ici, ces recherches concernaient toujours les rayons pénétrants (β et γ) du radium; cependant ce sont les rayons α qui ont le plus grand pouvoir ionisant dans des gaz, et qui ont à ce point de vue les propriétés les plus caractéristiques. Il m'a paru alors intéressant d'étudier aussi l'action des rayons α sur les diélectriques solides et liquides.

Dans ce qui suit, je me bornerai d'abord aux expériences établies avec des diélectriques solides.

Dispositif employé pour les expériences.

Pour les expériences j'ai employé le dispositif suivant : on a préparé une couche mince (d'une épaisseur de 0,025 à 0,04 mm) de la matière étudiée étendue sur une plaque en laiton (fig. 1). Sur la surface de la matière on collait ensuite une lame d'aluminium d'une épaisseur de 0,005 mm. Le tout formait alors un condensateur mince, qui, de bas en haut, pouvait être soumis à l'action des rayons α. Une bague en laiton, qu'on posait au dessus de ce dispositif, servait de conducteur

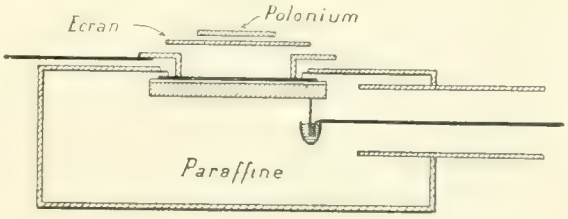


Fig. 1.

métallique, et en même temps de diaphragme. Le plateau en laiton était relié à un électromètre à quadrants (voir le dessin), tandis que le système tout entier était noyé dans la paraffine et entouré de métal mis en communication avec la terre, pour éviter toute action électrostatique extérieure.

Au dessus de la bague en laiton on plaçait une plaque de polonium dont le rayonnement tombait sur le condensateur; un écran qu'on pouvait déplacer, disposé entre la rondelle et la plaque de polonium, permettait de supprimer l'action des rayons.

La plaque de polonium qui servait pour les expé-

1. Henri Becquerel, *C. R.* (1905), 1175.
2. Becker, *Annalen der Physik*, **12** (1905), 124.
3. P. Curie, *C. R.*, **134** (1902), 420. — G. Jaffé, *Annalen der Physik*, **25** (1908), 227 et **28** (1909), 526.

riences, fraîchement préparée et fournie par la maison de Bucher et Cᵉ de Braunschweig, donnait, lorsque tous les rayons α étaient absorbés, un courant d'ionisation maximum de $5{,}82.10^{-8}$ ampères (mesuré au galvanomètre). Du nombre des ions créés dans l'air par une particule α [194.000] et de la charge d'un ion [$4{,}65.10^{-10}$U.E.S], on pouvait calculer le nombre de particules α émises par le produit par seconde; il résultait qu'en partant de ces considérations la surface de 2 centimètres carrés de produit donnait environ deux millions de particules α par seconde.

Le courant du condensateur était mesuré à l'aide d'un électromètre à quadrants (sensibilité = 500 mm par volt); pour les mesures on employait la méthode de déviation constante de Bronson. La résistance était réglée de telle façon qu'une déviation constante à un millimètre corresponde à 5.10^{-15} ampère, lorsque la déviation restait relativement petite. Dans le cas des courants relativement forts il fallait employer une méthode de compensation et alors la résistance de Bronson était étalonnée.

Les expériences étaient exécutées en reliant la feuille d'aluminium à la tension d'une batterie d'accumulateurs dont le voltage variait de 10 à 200 volts. Le courant qui traversait le condensateur était généralement assez considérable au début, puis décroissait ensuite pour atteindre une valeur constante. Afin qu'on puisse mesurer l'effet des rayons α, il fallait attendre le moment où ce courant définitif était établi, ce qui ne se produisait qu'au bout de quelques heures, l'électrisation des couches se faisant très lentement; puis l'écran qui se trouvait sur la bague était retiré et on étudiait les variations du courant qui se produisaient en soumettant la cellule à l'action des rayons α.

Mesures des variations du courant.

On a fait des essais, principalement avec des cellules préparées à la gomme laque. Elles étaient faites au moyen d'une solution alcoolique filtrée de gomme laque, qu'on versait sur des plaques en laiton; la matière dissolvante était ensuite complètement évaporée en chauffant le plateau par un bec Bunsen. Enfin, une feuille mince d'aluminium était serrée contre la couche de gomme laque, qui se trouvait encore chaude et juste figée. La figure 2 représente les résultats des expériences faites avec une cellule de gomme laque, d'une épaisseur de 0,14 mm.

La courbe montre, d'une façon caractéristique, comment le courant augmente lorsqu'on fait agir les rayons du polonium sur le système; cependant l'augmentation arrive bientôt au maximum, puis le courant commence à s'abaisser, et à la fin il retombe presque à son état primitif. Si l'on supprime alors le rayonnement, le courant reprend sa valeur initiale; en tout cas, à cause des faibles variations du courant résiduel, les positions définitives peuvent être un peu différentes les unes des autres. C'est pourquoi la ligne du zéro est déplacée sur la figure 2.

Il est remarquable que si l'on recommence à faire agir les rayons, la première courbe ne se présente plus;

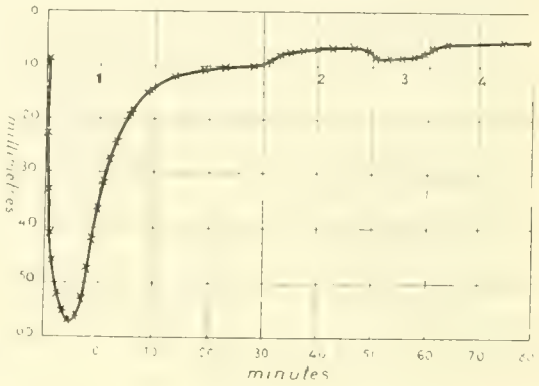


Fig 2.

1 et 3 avec rayonnement, 2 et 4 sans rayonnement

on observe plutôt une faible, mais constante augmentation du courant, qui cesse lorsqu'on supprime les rayons. La première partie de l'effet ne se produit plus, sauf quand on relie la cellule à la terre avant l'expérience, ou bien qu'on fait passer d'abord un courant en sens inverse.

On a retrouvé cette partie caractéristique de la première courbe, quelle que fût l'épaisseur de la cellule; mais, on arrivait moins vite au maximum, lorsque la cellule était d'une épaisseur un peu moindre; ce phénomène n'est point dû à une moins rapide augmentation du courant, mais évidemment au fait que la capacité des petites cellules employées augmente; En effet, la capacité d'une cellule à gomme laque était environ de 500 centimètres (si l'épaisseur est de 0,05 mm), alors que celle de l'électromètre (F. Harms)[1] n'est que de 100 centimètres environ. Il était alors sans intérêt d'employer un électromètre de faible capacité, afin d'arriver à la constatation immédiate de la variation du courant.

En tout cas, on pouvait conclure de la forme des courbes que l'augmentation du courant était toujours très rapide, alors que la décroissance du courant nécessitait un temps assez long.

Avant tout, on a montré, que l'augmentation du courant est due réellement aux rayons α pénétrant dans la cellule. Il était d'ailleurs facile de vérifier que l'ionisation de l'air ne donnait lieu à aucun effet, et qu'un effet se produisait tout de suite lorsque les rayons arrivaient sur la feuille d'aluminium. Cependant nous devons remarquer que certaines petites perturbations peuvent avoir lieu, lorsque la résistance intérieure de la batterie employée pour l'essai est très

1 F. Harms, *Ann. d. Phys.*, **10** 1903, 816.

grande; pour cette raison il faut éviter l'emploi de petites batteries à eau et autres systèmes analogues. Dans de telles conditions le courant d'ionisation qui se produit entre la lame de polonium et la feuille d'aluminium peut diminuer la tension du circuit, lorsque l'écran est retiré. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle je n'employais pour les essais que des accumulateurs.

Interprétation de la variation du courant.

J'ai essayé ensuite d'interpréter la forme particulière de la courbe. Il semble que la variation observée du courant ne soit pas due à une augmentation de conductibilité, mais à un contact imparfait de la feuille d'aluminium. Malgré les précautions qu'on a prises en n'employant que des feuilles exemptes de trous et quoique ces feuilles aient été placées avec le plus de soin possible sur la gomme-laque, on ne peut comprendre les résultats des expériences que si l'on admet que les contacts n'étaient pas parfaits. En faisant cette constatation j'ai alors admis que, sur les endroits qui n'ont pas transmis le courant, l'électrisation du diélectrique ne se produisait pas.

Quand ensuite on faisait agir les rayons sur le système, les petites bulles qui se trouvaient sous la feuille d'aluminium s'ionisaient, et ainsi le contact s'établissait aussi aux endroits où il manquait. L'augmentation du courant devait donc être assez considérable, puisque les endroits manquant de contact n'étaient pas électrisés antérieurement. Après avoir produit cet effet, le courant diminuait lentement et, à la fin, rien ne restait que la petite augmentation définitive; et cette dernière correspond à l'augmentation du courant résiduel dû à l'augmentation de parois que font les contacts. Si l'on faisait de nouveau agir les rayons, l'électrisation se trouvait déjà antérieurement établie, et elle ne disparaissait pas spontanément, étant constamment maintenue par le champ électrique; ce qui avait pour conséquence une faible augmentation constante du courant, qui se reproduisait toujours si l'on soumettait de nouveau au rayonnement.

Quoique cette interprétation soit complètement satisfaisante, j'ai fait quand même quelques expériences pour la vérifier. Il m'a paru important de le faire pour savoir s'il faut donner forcément la même interprétation pour l'augmentation définitive du courant. Il deviendrait alors probable que le phénomène n'est pas dû à une augmentation de conductibilité, mais plutôt à une augmentation de la surface de contact.

Il faut remarquer, avant tout, que j'ai observé le phénomène même dans le cas de couche de gomme-laque d'une épaisseur telle qu'elle ne pouvait être complètement pénétrée. Il était donc peu probable que dans les couches supérieures, par la formation des ions, il puisse s'établir une augmentation du courant, du moment que la mobilité des ions est excessivement faible dans des diélectriques solides. D'autre part, on pouvait voir aisément que l'augmentation observée du courant, se produisait momentanément; ce qui signifiait que la cause du phénomène était à rechercher plutôt dans une influence quelconque de l'ionisation de l'air. D'après Becker, l'augmentation du courant, dans le cas des solides, n'a lieu que très lentement.

L'influence d'un contact imparfait est aisé à voir, même par une méthode directe. Au lieu de placer la lame d'aluminium directement sur la surface chaude de gomme-laque, on l'a placé à la température ordinaire et en employant pour la coller, une trace de cire. Ces cellules donnaient, en général, des effets beaucoup plus faibles que les autres, phénomène qui montre que le mode de fixation est d'une certaine importance. Ajoutons encore que, pour coller la feuille, il était suffisant d'employer 5 à 10 milligrammes de cire, tandis que la quantité de gomme-laque utilisée pour la préparation des cellules les plus minces était environ de 50 à 40 milligrammes.

La conductibilité de la cire était considérablement plus grande que celle de la gomme-laque et pour cette raison elle ne jouait pas le rôle d'un deuxième diélectrique, mais seulement d'un bordage.

L'influence considérable du contact a été démontrée comme il suit : sur une couche d'une épaisseur de

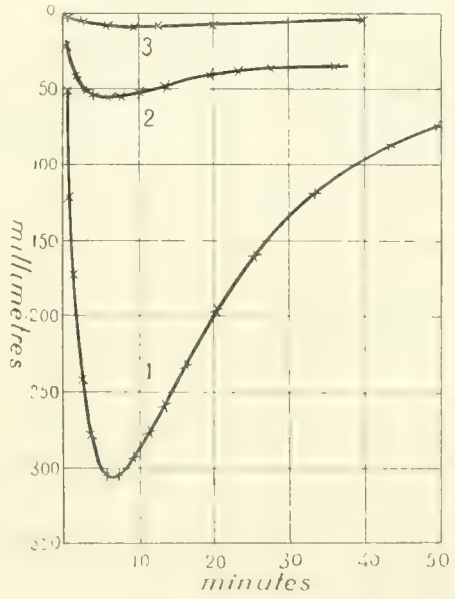


Fig. 5

quelques centièmes de millimètre de gomme-laque on a mis une trace de cire; puis la feuille d'aluminium a été posée par-dessus, sans cependant la coller complètement, en l'appuyant contre la surface de cire. En mesurant alors le courant résiduel comme précédem-

ment l'effet était tel qu'il est représenté graphiquement par la courbe ¹II, de la figure 3, c'est-à-dire environ 250 millimètres. Si l'on appuie ensuite plus fortement la feuille contre la cire, et de cette façon on établit un meilleur contact, on obtient la courbe ²III, laquelle, quoique de même forme, est beaucoup plus aplatie. Après avoir aussi bien placé que possible la feuille d'aluminium, le maximum d'effet se réduisait également à quelques millimètres. Le phénomène correspondait alors évidemment à ce qu'on a prévu, c'est-à-dire à l'absence totale de bulles restées sous la feuille d'aluminium ; l'ordre de l'effet causé par des rayons α aurait été complètement négligeable par rapport à la précision des mesures employées.

Pour prouver l'exactitude de l'interprétation donnée, on a fait l'essai suivant : une cellule de gomme-laque, dont l'épaisseur était de 0,026 millimètre, était mise en contact avec une tension de 120 volts. Quand le courant définitif s'établissait, on mesurait comme d'habitude la variation du courant produit par les rayons α : on obtenait l'augmentation caractéristique du courant, avec la baisse qui la suivait. Puis *on supprimait le rayonnement*, et la cellule était mise à la terre, pendant 24 heures. En faisant de nouveau agir les rayons, on obtenait presque l'image de la courbe précédente, comme si elle était réfléchie par un miroir ; c'est-à-dire *qu'un courant négatif se produisait*, lequel, arrivant à un maximum, s'abaissait pendant une à deux heures jusqu'à zéro.

L'interprétation que je donne est la suivante : après avoir mis en communication la cellule avec la terre, l'électrisation, qui était de sens inverse au signe du potentiel précédemment employé, disparaissait, mais seulement sur les points qui formaient des contacts. Sur d'autres endroits cet effet ne se présentait pas, parce que là ne passait pas le courant de décharge. Quand le contact était ensuite établi grâce aux rayons α, la transmission du courant de décharge était devenue possible ; celle-ci, aussitôt que l'électrisation disparaissait, s'abaissait aussi à zéro.

En réalité, il restait encore un faible courant *positif*, lequel alors, comme nous allons le voir, était dû à la charge positive des particules α.

En se basant sur l'interprétation donnée, il est facile de traiter mathématiquement le phénomène de variations du courant causé par des rayons α.

Pour ce but, regardons d'abord le cas où la cellule, mise antérieurement en contact avec la terre, est reliée à la tension, et observons les variations de déplacement de l'aiguille de l'électromètre. La marche de ce phénomène doit être tout à fait identique à celle observée sous l'influence des rayons α, cependant à une échelle moindre. L'un des cas se ramène alors à l'autre.

Soit alors :

C, la capacité de la cellule employée, y compris la capacité de l'électromètre.

p, la tension observée sur l'électromètre dans t secondes, après avoir interrompu la communication de l'électromètre avec la terre.

P, la tension avec laquelle la cellule a été mise en communication.

P′, la tension qui s'est établie en sens inverse par l'électrisation de la cellule pendant le temps t.

P′∞, la tension maximum dans le sens inverse.

W, la résistance ohmique de la cellule.

w, la résistance ohmique du condensateur de Bronson. On peut alors représenter le phénomène par l'équation suivante :

$$C\frac{dp}{dt} = \frac{P - P' - p}{W} - \frac{p}{w}.$$

Pour la valeur de P′ on peut mettre :

$$P' = P'\infty\,(1 - e^{-\lambda t})$$

l'abaissement du courant qui traverse la diélectrique étant exponentiel.

D'ailleurs, cette équation n'est exacte qu'au cas où la tension mise en communication avec la cellule reste *constante*. Dans le cas présent, elle est donc d'une valeur de $P - p$. Cependant la valeur de p reste négligeable par rapport à la valeur de P, et, ainsi, nous pouvons considérer l'équation précédente comme exacte, et d'une grande approximation.

Pour la valeur de p, on aura alors :

$$p = \frac{1}{1 + \frac{W}{w}}$$

$$\left\{ P - P'\infty + \frac{P'\infty}{1 - \frac{\lambda'}{\lambda}} e^{-\lambda' t} \left(P + \frac{\frac{\lambda'}{\lambda} - P'\infty}{1 - \frac{\lambda'}{\lambda}} \right) e^{-\lambda t} \right\}$$

ou

$$\lambda = \frac{\frac{1}{W} + \frac{1}{w}}{C}$$

Cette équation garde sa valeur quand p représente la variation du potentiel observé sur l'électromètre, en fonction du rayonnement. Cependant, en pareil cas, pour la valeur de λ, il ne faut pas employer la valeur tout entière de la résistance de la cellule, mais seulement la fraction qui correspond aux endroits formant contacts. Évidemment, cette résistance étant supérieure à celle de la cellule, on emploiera pour λ une valeur moindre. Il est aisé de voir que la marche du phénomène reste la même dans les deux cas, sans que les courbes soient nécessairement identiques entre elles ; ceci est donc dû aux valeurs différentes de λ.

En outre, l'équation déduite représente d'une façon très exacte les variations observées du courant, ainsi qu'elle démontre que la forme de la courbe est fonction de la capacité C, de la conductibilité électrique $\frac{1}{W}$

ainsi que de la constante d'électrisation λ'. Il résulte encore de l'équation que pour la position stationnaire $t = \infty$,

$$p_\infty = \frac{P - P'_\infty}{1 + \frac{W}{\omega}}$$

Cette formule représente non seulement le courant résiduel, mais aussi l'augmentation définitive du courant due aux rayons α. Dans le premier cas, pour la valeur de W on a la valeur de la résistance totale de la cellule; pour le second cas, la résistance qui existe aux endroits ionisés augmente la tension P, aussi la valeur de $P - P'_\infty$ devient plus grande; de la formule il résulte alors une augmentation uniforme du courant résiduel et aussi une augmentation du courant avec une augmentation du potentiel. Pour le courant résiduel, en effet, il en est ainsi, mais l'augmentation du courant par des rayons α, en employant des tensions plus élevées (300 volts et au-delà) donnait une valeur maximum; ce dernier s'explique par ce fait, que les bulles d'air restées en dessous de la feuille d'aluminium ne pouvaient acquérir qu'une faible conductibilité. L'augmentation du courant n'a donc pu dépasser la valeur correspondante du courant de saturation de l'air ionisé.

Si l'on emploie par exemple une cellule de gommelaque préparée à une épaisseur de 0,028 mm., on obtiendra les nombres suivants :

P (volts)	Courant résiduel (ampère)	Augmentation du courant résiduel (ampère)
+ 320	$5,64.10^{-12}$	10^{-13} environ.
+ 640	$20,4\ .10^{-12}$	10^{-13} environ.

Il résulte de ces nombres que le courant résiduel n'augmente point d'une façon proportionnelle avec l'augmentation de la tension P. On peut constater cette augmentation rapide, même dans le cas de tensions relativement faibles, ce qui se voit aisément sur le tableau suivant :

P (volts)	Courant résiduel (ampère)
+ 40	$0,45.10^{-12}$
+ 120	$5,1\ .10^{-12}$
+ 240	$12,4\ .10^{-12}$

L'effet de charge des rayons α.

La variation du courant due aux rayons α montrait des différences considérables, lorsqu'on a changé le signe du courant mis en communication avec la cellule. J'ajoute encore qu'en faisant ces essais je n'ai mesuré généralement que la variation définitive due aux rayons α. Il en était ainsi parce qu'après avoir mis en communication la cellule avec la tension, le rayonnement agissait déjà. Après avoir obtenu le courant définitif, on mesurait la variation obtenue lorsqu'on supprimait le rayonnement. Il semble cependant que l'ordre de cette variation dépendait aussi du signe du courant utilisé. Il était donc remarquable que sous l'action de rayons α une diminution du courant pouvait aussi s'établir. Il est vrai que celle-ci n'avait lieu, qu'en employant le signe négatif, tandis que la variation se produisait toujours dans le sens positif, lorsque le signe du courant mis en communication avec la cellule était aussi positif.

Si l'on tient compte que les particules α ont déjà elles-mêmes des charges positives, il était facile d'expliquer ce phénomène; elles transportaient leur charge électrique vers la plaque en laiton qui formait le dessous du condensateur. Si maintenant le transport de l'électricité positive effectué par des particules α était plus grand que l'augmentation négative du courant effectué par l'ionisation, il était possible qu'une diminution du courant se produisît, si le courant était négatif. L'augmentation dans le sens positif du courant s'expliquerait de la même façon, lorsque la tension portait le signe positif. Le phénomène était d'ailleurs à prévoir, les cellules étant assez minces pour laisser passer les particules α[1]. D'autre part, on avait pu calculer que les particules α émises par le produit employé devaient donner un courant positif de 6.10^{-15} ampère. Alors pour qu'on puisse observer l'effet, il était nécessaire qu'une fraction du rayonnement total puisse arriver jusqu'au plateau en laiton. Lorsque la feuille d'aluminium était mise en communication avec la terre, de cette façon, et qu'au début aucun courant ne pouvait arriver, on obtenait tout de suite un courant positif, lorsqu'on faisait agir les rayons sur la cellule. Je me suis occupé de cette méthode, qui permet de mettre en évidence la charge des particules α d'une façon directe, mais quant aux détails, je renvoie le lecteur à la publication spéciale que j'ai faite sur ce sujet[2]. Je me borne ici à remarquer que l'ordre de grandeur de l'effet de charge peut être le sujet d'une comparaison intéressante avec l'augmentation de conductibilité électrique. Cette dernière était certainement plus petite qu'un demi-millimètre ($2,5.10^{-15}$ ampère), l'effet de charge était cependant de plusieurs millimètres. Avec un dispositif très sensible, on a même trouvé 15 millimètres ($7,5.10^{-14}$ ampère). Il en résulte que, lorsque la cellule est isolée, le nombre des ions qui effectuent l'augmentation du courant est plus petit que le nombre des rayons α qui arrivent jusqu'au plateau métalli-

1. D'après Aschkinass, *Ann. d. Phys.*, 27 (1908), 577. Le rayonnement du polonium n'est absorbé que par une lame d'aluminium d'une épaisseur de 0,2054 millimètre.

2. *Verhandlungen d. Deutsch. phys. Ges.*, 11 (1909), 179.

que. En tout cas, le nombre des ions restant dans des couches d'isolant étant supérieur à celui des autres arrivés jusqu'au conducteur, on peut conclure que de 10 à 100 particules α ne livraient qu'un seul ion au maximum pour le courant qui se produisait.

D'autre part, la couche était disposée de telle façon que, pratiquement, tous les rayons α devaient être complètement absorbés; nous pouvons alors faire une comparaison entre le phénomène observé et l'ionisation dans l'air. Une seule particule α produit, le long de son chemin total, environ 194000 ions, d'où il résulte que l'ionisation dans la gomme-laque solide est au moins plusieurs millions de fois plus faible que dans l'air. J'ajoute encore que je suis arrivé à des résultats analogues, en remplaçant la cellule de gomme-laque par d'autres, préparées à la paraffine et au mica; par conséquent, on peut dire d'une façon générale que l'effet d'ionisation dans des diélectriques solides est excessivement faible, et même qu'il est généralement plutôt négligeable.

Pour faire la comparaison, j'ai fait encore quelques essais avec du radium; le produit que j'ai employé était d'une activité de 20000 et pesait 0,1 gramme; il était scellé dans un tube en verre. Avec la même cellule de gomme-laque, je n'ai remarqué aucune augmentation de conductibilité, on observe même une diminution du courant, lorsqu'on retire le radium, et cette fois soit dans le cas de tensions positive ou négative; l'effet est d'un ordre de dix à vingt millimètres. Ceci correspondait à un effet de charge due aux rayons β. M. Becker, au contraire, employant des couches d'une épaisseur de deux à trois millimètres, n'a pu mettre en évidence cet effet de charge, bien qu'il observât une augmentation de conductibilité.

Les couches employées par moi n'avaient pas plus de quelques centièmes de millimètre d'épaisseur; l'effet de charge des rayons β était alors nécessairement prépondérant, à cause de la faible absorption des couches. Si l'on se tient compte des circonstances il est peut être possible d'expliquer la discordance des différents essais.

Explication du résultat négatif obtenu pour la conductibilité.

Enfin, je désire encore expliquer en quelques mots les causes possibles des résultats obtenus, quant à l'augmentation de conductibilité sous l'influence des rayons γ.

Nous ne sommes nullement obligés d'admettre que sous l'action des rayons α, la formation des ions soit faible dans les diélectriques solides. Il est beaucoup plus probable que l'ionisation ne dépend pas principalement de l'état d'agrégation de la matière, mais qu'elle dépend, en dehors du nombre des ions, surtout de deux facteurs; ce sont : *a*) la recombinaison des ions, et *b*) la mobilité des ions.

Dans le cas des diélectriques solides, ces deux facteurs doivent être considérés comme très importants. Évidemment, les ions étant ici beaucoup plus serrés dans leurs espaces lorsque l'ionisation a lieu que dans l'air, la chance de recombinaison est excessivement favorable. On peut essayer de supprimer cette circonstance, en élevant la tension du champ électrique; mais ici nous tombons sur une grande difficulté, qui réside dans la faible mobilité des ions, due à un frottement énorme.

Il est probable qu'on ne pourrait pas suffisamment augmenter la mobilité des ions, pour que la recombinaison soit, au moins en partie, empêchée. On explique de cette façon, que même avec des rayons α, quoiqu'ils aient le plus grand pouvoir ionisant, et même en employant des tensions électriques très élevées (jusqu'à 100000 volts par centimètre), on ne puisse effectuer aucun effet d'ionisation sur des diélectriques solides.

D'après cette explication, l'effet de conductibilité devait être plus grand dans le cas des diélectriques liquides. Tel était aussi le résultat obtenu par plusieurs expérimentateurs, soit avec des rayons pénétrants du radium, soit avec des rayons de Röntgen. S'il en est ainsi dans le cas des rayons α, les expériences que je suis en train de faire le montreront.

[Reçu le 9 juillet 1909.]

REVUE DES LIVRES

Introduction à l'étude des éléments rares (Introduction to the rarer elements), par **Philip E. Browning** chez John Wiley et Sons, New York et Londres, 1908, deuxième édition (15 × 25), 206 pages. Prix : 6 fr.

Les éléments dont la chaire fait l'objet du présent livre, sont certainement plus nombreux que ceux qui y figurent; l'ouvrage embrasse l'étude d'environ soixante éléments. La série du lithium, de l'or, trouvent leur place dans ce travail, au même titre que les terres rares, l'uranium, ou même le sélénium.

Des chapitres spéciaux sont consacrés aux gaz rares de l'atmosphère, ainsi qu'à l'étude des éléments radioactifs; ce dernier est l'œuvre de M. Boltwood.

La façon dont le sujet est traité est néanmoins étendue. L'historique de la découverte de l'élément, ses gisements, ses méthodes d'extraction, ses propriétés métalliques y sont décrites; ses composés, la méthode de préparation de certains composés et d'autres données, sont aussi mentionnés d'une façon assez détaillée.

Vers la fin, l'ouvrage traite de la séparation analytique des éléments rares et il se termine en donnant quelques renseignements sur les applications de ces éléments.

Le livre peut donc rendre service, soit au débutant qui s'intéresse à de pareilles questions, soit aux travailleurs sérieux ayant besoin de quelques renseignements préliminaires.

B. Szilard.

Le Gérant : Pierre Augel. 64590. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la décomposition de l'eau par les rayons β du radium et par les rayons ultra-violets

Par Miroslaw KERNBAUM

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie

Depuis que la décomposition de l'eau par les sels et les émanations des substances radioactives fut observée, deux façons d'envisager ce phénomène se posaient aux nombreux observateurs. On attribuait la décomposition de l'eau, soit directement au radium, à l'émanation ou à leurs produits de transformations, soit aux divers rayonnements qu'ils émettent : la deuxième manière de voir semble seule capable d'expliquer les résultats des expériences récentes de M. Debierne, qui a pu constater la décomposition sans qu'il y ait contact entre l'eau et le sel actif[1].

Je me suis proposé d'étudier si le dégagement gazeux, provenant de l'eau, et observé par M. Debierne, à l'aide d'un manomètre, a la composition bien connue du mélange tonnant : $2H_2 + O_2$, ou s'il y a une surproduction d'hydrogène analogue à celle qui a été signalée à plusieurs reprises par Sir W. Ramsay dans ses expériences faites avec l'émanation du radium. Ces recherches m'ont amené à un résultat assez inattendu : le gaz qui se dégageait de l'eau distillée soumise à travers le verre à l'action des rayons du radium était de l'hydrogène pur. L'oxygène a été retrouvé, combiné à l'eau sous forme d'eau oxygénée. Pour expliquer ce résultat, j'ai supposé que *les rayons β provoquent un mode anormal de décomposition de l'eau*, jusqu'ici inconnu qui aurait pour formule :

$$2H_2O = H_2O_2 + H_2 \qquad (1)$$

et les dosages de peroxyde de l'hydrogène ont confirmé, dans les limites d'exactitude de l'expérience, cette supposition.

J'ai étendu mes recherches à d'autres rayonnements; elles ont abouti jusqu'à présent à un résultat négatif pour les rayons Röntgen et à un résultat positif, pour les rayons ultra-violets.

Dispositif expérimental.

La figure 1 représente un des appareils, dont je me suis servi au cours de ce travail.

Les quatre robinets, représentés sur ce dessin schématique étant fermés et le mercure ayant été introduit par l'ampoule A dans le tube intérieur du purgeur P, l'appareil était vidé jusqu'au vide cathodique. En ouvrant le robinet R_1 on faisait monter le mercure

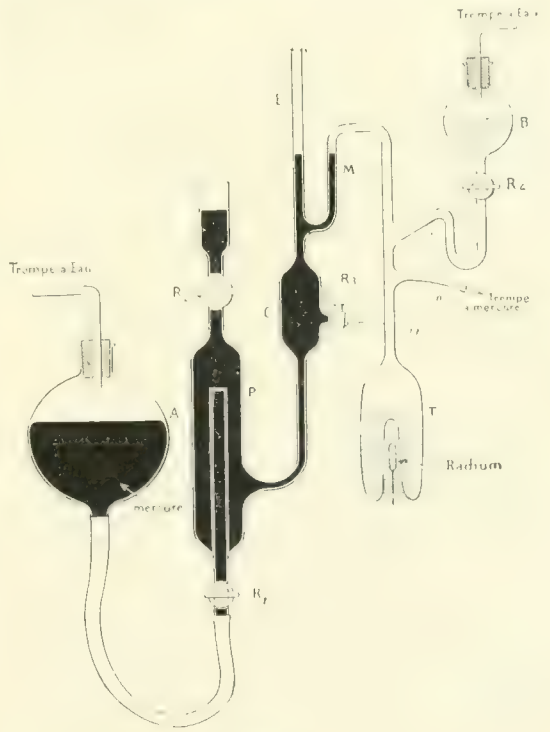


Fig. 1

dans le purgeur et dans le cylindre C. L'eau distillée préalablement bouillie et refroidie dans un vase hermétiquement fermé était introduite ensuite dans l'ampoule B où je la faisais bouillir encore une fois sous pression réduite. On ouvrait ensuite le robinet R_3 et on laissait couler l'eau dans le récipient T. Pour enlever les petites quantités d'air provenant du canal du robinet R_3 et des autres causes accidentelles, j'interposais sur le prolongement du tube qui réunissait l'appareil à la trompe, en plus du flacon à anhydride phosphorique qu'on emploie ordinairement, un ballon de volume considérable, par rapport à celui de l'ap-

1. *Le Radium* 6 (1909), 65.

pareil à vider[1]. Un robinet était intercalé entre la trompe et le ballon, un autre entre ce dernier et l'appareil. Le premier ouvert et le second fermé, j'évacuais le ballon, puis j'ouvrais pour un instant le second robinet. Le récipient contenant l'eau était refroidi par la glace fondante pendant cette opération, qui était répétée plusieurs fois; la vapeur d'eau était absorbée entre temps par l'anhydride phosphorique. Quand la jauge de Mac-Leod marquait une pression d'air sec inférieure à 1/100 mm. de mercure, on fermait l'appareil à la lampe à l'endroit marqué par le trait *n*.

Il est évident que la vapeur d'eau remplissait aussi le tube eudiométrique E, gradué et muni d'électrodes en platine. Avant de soumettre l'eau à l'action d'un rayonnement, on faisait remonter le mercure dans les tubes E et M qui servaient de manomètre. Si l'appareil se trouve en équilibre thermique, la différence des niveaux du mercure donne directement la pression du gaz dégagé par l'eau. Cette méthode permet de constater facilement une production de 5 mm³ du gaz, le volume étant mesuré à la pression atmosphérique. La sensibilité de la méthode varie évidemment avec la grandeur de l'espace libre au-dessus de l'eau dans l'appareil, la pression du dégagement gazeux étant inversement proportionnelle au volume libre.

Essais sur les rayons β du radium.

Mme Curie a eu l'obligeance de mettre à ma disposition une préparation de 0,1 gramme environ de chlorure de radium presque pur. Le sel étant renfermé dans une ampoule de verre très mince, les rayons traversaient ce verre, un espace de quelques millimètres d'air et la paroi en verre mince du tube intérieur du récipient T. Une différence de pression était observée au manomètre quelques jours seulement après l'introduction de l'ampoule à radium dans le tube du récipient. On doit supposer néanmoins que le dégagement du gaz commençait immédiatement, mais ne se manifestait pas au manomètre avant d'avoir saturé l'eau. Cette supposition est d'ailleurs confirmée par le fait que, suivant que le volume d'eau exposée dans le récipient à l'action du rayonnement était plus grand (100 cm³) ou plus petit (50 cm³), l'augmentation de pression commençait plus tard ou plus tôt.

La production moyenne du gaz par jour variait de 2 à 6 mm³ suivant l'épaisseur de la paroi intérieure du récipient. Dans un cas où, par erreur, cette paroi était en cristal, le dégagement gazeux, quoique très faible, était encore observable.

Dans l'expérience destinée à fournir des données quantitatives, les rayons agissaient sur 50 cm³ d'eau pendant 41 jours. Après avoir retiré le radium, j'ai fait descendre le mercure dans le cylindre en ouvrant le robinet R_4 et en faisant le vide dans l'ampoule A. Ensuite, j'ai fait passer dans le récipient T le mercure contenu dans l'ampoule B, de manière à refouler le gaz formé dans l'eudiomètre E. Le volume de ce gaz mesuré à la pression atmosphérique était de 165 mm³; ce volume ne changeait point sous l'action de l'étincelle électrique, qui éclatait entre les électrodes. Par le robinet R_5, j'ai ajouté dans l'eudiomètre environ 0,5 cm³ d'air, et l'étincelle électrique provoqua alors une diminution du volume du mélange gazeux de 0,25 cm³ environ. Le gaz recueilli était donc de l'hydrogène pur ne contenant aucune trace appréciable d'oxygène.

Si la réaction suit la formule (1), aux 165 mm³ d'hydrogène dégagé, devrait correspondre environ 0,25 milligramme d'eau oxygénée dissoute dans les 50 cm³ d'eau, ce qui revient à une concentration de 8,54 milligrammes d'H_2O_2 par litre d'eau. Or la moyenne de cinq dosages exécutés à l'aide de différentes solutions de permanganate de potasse très diluées

(1/2000 à 1/5000 de la solution normale.

est seulement de 5 à 10 pour 100 inférieure au nombre calculé. Cet écart est de l'ordre des erreurs expérimentales pour la mesure d'une concentration aussi faible.

Calcul de l'énergie.

En se basant sur les équations thermochimiques de la décomposition de l'eau oxygénée, établie par Berthelot

$$\underset{\text{dissoute}}{H_2O_2} = H_2O + O + 24\,700 \text{ cal.} \qquad (2)$$

et de la recombinaison du mélange tonnant :

$$H_2 + O = H_2O + 69\,000 \text{ cal.}, \qquad (3)$$

on obtient pour la réaction observée la formule thermochimique :

$$2\,H_2O = H_2O_2 + H_2 - 90\,000 \text{ cal.}, \qquad (1^a)$$

c'est-à-dire une absorption de 45 000 cal. par gramme d'hydrogène produit, ou 0,0162 cal. pour 4 mm³ d'hydrogène formés en moyenne dans une journée. D'après les dernières données, la quantité de chaleur dégagée par un gramme de radium serait de 118 cal. par heure, soit 2832 cal. par jour. Puisque le radium métallique dans la préparation employée doit peser environ 75 milligrammes, le rapport de l'énergie utilisée dans la réaction à l'énergie totale calorifique, dégagée par le sel actif, serait donc de

$$0{,}0162 : 2832 \times 0{,}075 = 1 : 15\,000.$$

Dans une autre expérience où la paroi à travers

[1] Cette partie du dispositif n'est pas représentée sur la figure.

laquelle les rayons pénétraient dans l'eau était plus mince et par conséquent où la fraction du rayonnement absorbée dans le verre était plus faible, le même calcul donne une utilisation plus grande de l'énergie totale, à savoir environ 1 : 8700 [1].

M. Debierne [2], en supposant que le gaz dégagé a la composition H_2+O, a évalué l'ordre de grandeur du même rapport à 1 : 10 000.

Essais sur les rayons X.

Il est probable que l'effet décrit est dû entièrement à l'action des rayons β et que les rayons γ n'interviennent pas d'une façon appréciable (si ce n'est qu'en produisant des rayons β secondaires).

J'ai, en effet, entrepris une expérience parallèle pour étudier l'influence des rayons Röntgen sur l'eau. Le dispositif de cet essai était analogue à celui qui a servi pour les expériences sur les rayons du radium.

Dans la figure 1 le récipient T était remplacé par un ballon sphérique en verre mince de 500 cm³. Les rayons X étaient produits par une ampoule de Röntgen, placée contre le ballon et munie d'un osmorégulateur et d'une soupape de Villard. La tension du primaire était de 16 à 52ᵛ, une forte bobine d'induction servait de transformateur. L'eau était exposée à l'action des rayons X pendant 100 heures, mais aucun dégagement n'était observé, bien que la sensibilité de la méthode manométrique eût permis, ainsi que je l'indique plus haut, d'évaluer facilement une formation de 5 millimètres cubes d'hydrogène ou de mélange tonnant. De plus, aucune trace d'eau oxygénée n'a pu être décelée dans l'eau retirée de l'appareil.

Je suis loin de soutenir qu'une action des rayons X sur l'eau, surtout par production des rayons secondaires pendant une exposition plus longue, soit impossible; cependant, vu les conditions de mes expériences, le résultat négatif obtenu dans les cas des rayons X est favorable à la supposition que, dans les essais avec le radium, les rayons β sont les seuls rayons agissants.

Essais sur les rayons ultra-violets.

Dans la figure 1, le récipient T est remplacé par un vase en quartz, contenant 15 centimètres cubes d'eau et mastiquée sur le tube communiquant avec le manomètre, à l'endroit marqué par le trait *m*. Une lampe à mercure en quartz, système Heraëus, actionnée par le courant continu à 110 volts était placée à une distance de 5 centimètres environ.

Après 10 heures d'exposition, j'ai pu déjà observer un dégagement gazeux, provenant de l'eau. Ce dégagement semblait d'abord augmenter à peu près proportionnellement au temps, puis plus lentement. Pendant les 55 dernières heures de l'exposition, dont la durée totale était de 200 heures, je n'ai pu constater aucune augmentation de pression. Or, si l'on suppose que l'intensité des rayons ultra-violets est restée constante pendant toute la durée de l'expérience, ce qui est difficile à vérifier, on doit admettre que, dans les conditions où j'ai opéré, le dégagement gazeux a cessé après avoir atteint un maximum.

En effectuant les mêmes manœuvres que dans les expériences décrites sur les rayons β, je me suis convaincu que le gaz, 0,26 cm³ environ, à la pression ordinaire, était de l'hydrogène.

La production simultanée de l'eau oxygénée a été constatée par les réactions suivantes :

1° Par la coloration bleue d'une solution d'iodure de potasse, amidonnée et additionnée de quelques gouttes de sulfate de fer;

2° Par la coloration jaune de l'acide titanique, dissous dans l'acide sulfurique dilué;

3° Par la décoloration du permanganate de potasse en opérant sur une solution légèrement acidulée par l'acide sulfurique.

Résumé des résultats et conclusions.

Les rayons β du radium et les rayons ultra-violets décomposent l'eau de la même façon anormale. Cette décomposition peut se représenter par la formule :

$$2H_2O = H_2O_2 + H_2.$$

On peut donc admettre l'existence d'une cause commune dans ces deux cas. Je suppose que, dans le cas des rayons ultra-violets, c'est l'effet Hertz qui intervient pour produire ce genre de décomposition.

On sait que M. E. Bloch [1] a observé récemment cet effet sur l'eau avec quelques impuretés superficielles.

On a remarqué aussi la production de petites quantité de peroxyde d'hydrogène par simple contact de l'eau avec plusieurs métaux lourds, en particulier avec ceux qui sont sensibles à l'effet Hertz-Hallwachs sous l'action de la lumière.

D'ailleurs, déjà en 1898, M. C. T. R. Wilson [2], pour expliquer la condensation de la vapeur d'eau dans l'oxygène humide sous l'influence des rayons ultra-violets, a supposé que l'eau oxygénée se formait dans les petites gouttelettes.

M. H. Thiele [3] a observé dernièrement la formation directe de peroxyde d'hydrogène sous l'influence des mêmes rayons.

Ces résultats sont aussi en accord avec le fait établi depuis longtemps par des recherches minutieuses

1. Ces nombres sont corrigés d'une erreur qui s'était glissée dans ceux publiés dans ma note des *C. R.*, du 12 juillet 1909.
2. *Loc. cit.*

1. *Le Radium*, **6** (1909), 74.
2. *Philosophical Transactions* **192** (A), 405.
3. *Chem. Centralblatt* (1908), 508.

de Schone[1] à savoir que l'eau oxygénée se trouve dans l'eau de pluie et dans la neige, que sa quantité est plus grande dans le jour que dans la nuit et qu'il ne s'en trouve pas dans la rosée.

Il est vrai que MM. Courmont, Nogier et Rochaix[2], en immergeant une lampe à mercure dans l'eau, n'ont pu constater aucune formation d'ozone au moyen de la réaction bien connue sur l'iodure de potassium, réaction que j'ai employée avec un résultat positif pour trouver de l'eau oxygénée ; mais, dans les expériences de ses auteurs, l'exposition n'a duré que quelques minutes et la quantité d'eau oxygénée formée a du être trop faible pour être décelée.

Les résultats indiqués ne sont pas contraires à ceux de M. R. F. d'Arcy[3], qui a observé la décomposition de l'eau oxygénée dans des solutions concentrées en eau et en oxygène sous l'influence de la lumière solaire. En effet, M. d'Arcy, pour accorder ses résultats avec la supposition citée de M. Wilson, admet lui-même que l'action des rayons ultra-violets peut varier et changer de sens suivant la concentration de la solution et les conditions de l'expérience.

Des essais pour déterminer les courbes de dégagement d'hydrogène en fonction du temps seront exécutés prochainement.

En terminant, je tiens à remercier Mme Curie pour la bienveillance avec laquelle elle a mis les moyens de son laboratoire à ma disposition et tout particulièrement, M. Debierne, pour ses précieux conseils et ses encouragements.

(Reçu le 28 juillet 1909.)

Actions chimiques de l'émanation du radium et de la lumière ultra-violette

Par H. HERCHFINKEL

(Faculté des Sciences de Paris — Laboratoire de Mme Curie.)

I

Sur le brouillard formé en présence de l'émanation du radium et les réactions chimiques qui les accompagnent.

Mme Curie a étudié les brouillards persistants qui se forment en présence de l'émanation du radium et a montré que les centres de condensation ne sont ni les molécules de l'émanation ni les ions gazeux formés, mais que la production de ces centres est plutôt liée aux réactions chimiques qui ont lieu en présence de l'émanation. Cette dernière manière de voir est confirmée par les résultats de mes recherches.

Sur la proposition de Mme Curie, j'ai analysé les divers produits contenus dans les ballons de verre qui ont servi dans ses expériences.

Pour l'analyse et le transport des gaz je me suis servi de la pipette Doyère légèrement modifiée, de manière à pouvoir effectuer des mesures de volumes.

Mes résultats principaux peuvent être résumés rapidement. Il y a formation d'oxyde de carbone, à partir du gaz carbonique ; de composés nitres dans l'air ; et de traces d'acide sulfureux ou sulfurique en présence de l'air et du soufre. J'ai aussi effectué quelques expériences sur la formation de brouillards en dehors de l'action de l'émanation — sous l'influence des réactions chimiques. J'ai d'abord choisi la formation de gaz chlorhydrique à partir de ces éléments, réaction qui est lente (en absence de lumière). Ces gaz ont été préparés dans les appareils usuels. Ils ont été introduits dans des ballons de 150^{cm^3} avec une forte proportion d'air ; les quantités employées étaient très faibles ; le chlore, à cause de sa grande activité chimique, n'a été introduit qu'après avoir été dilué d'*air* (jusqu'à 10 pour 100 environ). Après avoir rempli le ballon avec de l'air privé de poussières et desséché par l'anhydride phosphorique, on enlevait une quantité d'air nécessaire pour introduire l'hydrogène et le chlore sans pression. L'hydrogène était toujours en excès et introduit toujours en premier lieu. Le brouillard se formait aussitôt qu'on introduisait le chlore. Comme on verra plus loin, l'hydrogène n'était pas en général nécessaire pour provoquer la formation du brouillard dans ces conditions.

Dans trois ballons contenant 2^{cm^3} d'eau, on avait introduit respectivement $0,4^{cm^3}$, $0,8^{cm^3}$, $1,2^{cm^3}$ de chlore, un excès correspondant d'hydrogène ; des brouillards se formèrent qui différaient dans leur durée et, surtout, dans leur intensité. Mais cette durée n'excédait jamais quelques heures. On a remplacé alors l'eau par l'acide

1. *Berichte der Deutschen Chem. Ges.* 1874, 1095 — 1877, 182, 561, 574 et 1028.
2. *C. R.* du 12 juillet 1909.
3. *Philosophical Magazine*, 3, 1902, 42.

sulfurique concentré. L'acide sulfurique concentré peu à lui seul donner lieu, au contact de l'air, à un brouillard qui peut durer jusqu'à 24 heures et dont il faut attendre la disparition. On peut d'ailleurs éviter ce brouillard en mettant l'acide dans un long tube au lieu de le mettre directement dans le ballon. J'ai trouvé que les brouillards qui se forment, quand on introduit de l'hydrogène et du chlore dans des ballons contenant de l'acide sulfurique, peuvent durer jusqu'à huit jours. Quand, après la disparition du brouillard, on met le ballon en communication avec un petit vase contenant du chlore dilué jusqu'à 10 pour 100 environ d'air sec, on peut observer de nouveau l'apparition d'un brouillard qui persiste 5 jours encore.

On a aussi remplacé l'acide sulfurique par le camphre; le brouillard ainsi formé a duré plus d'un jour. Il se forme de l'acide chlorhydrique qui se dépose avec le brouillard sur les parois du ballon. L'iode en présence de chlore et d'hydrogène ne donne pas de brouillard sensible.

Dans toutes ces expériences, l'acide chlorhydrique était produit à partir de ses éléments. Il était intéressant de voir comment se comporterait l'acide chlorhydrique préparé par l'action du chlorure de sodium sur l'acide sulfurique.

En ce cas, il ne se formait pas de brouillard. Cette absence de brouillard m'a conduit à répéter toutes les expériences avec le chlore seul, c'est-à-dire sans hydrogène. Il m'a été démontré que l'hydrogène était inutile. La grande activité chimique du chlore suffit pour provoquer en présence d'air, d'eau, d'acide sulfurique, de camphre, des réactions chimiques qui donnent lieu à des brouillards.

II

Décomposition de l'acide carbonique par les rayons ultra-violets.

J'ai étudié l'action de la lumière ultra-violette sur l'acide carbonique. M. H. Thiele[1] a déjà constaté que cette lumière facilite, à la température ordinaire, la combinaison de l'oxyde de carbone et de l'oxygène. Au contraire, il n'a pu observer une action sur un mélange d'acide carbonique et d'hydrogène humide.

J'ai employé comme source de lumière ultra-violette une lampe à mercure en quartz. L'appareil employé était composé de deux parties de même volumes (80 cm³ environ); 1° un ballon en verre réuni à un tube en quartz; 2° un autre ballon en verre.

L'acide carbonique a été produit dans un appareil Kipp et desséché en partie par le passage sur l'anhydride phosphorique. On a pu vérifier, à la fin de l'expérience, que le gaz carbonique contenu dans l'appareil était très pur. Les deux ballons de l'appareil contenaient un peu de mercure pour absorber l'oxygène de l'acide carbonique décomposé. Les deux parties, après avoir été remplies d'acide carbonique, ont été séparées et scellées à la flamme. Le tube en quartz (réuni au plus petit ballon) a été exposé pendant 80 heures environ à l'action des rayons ultra-violets. L'autre ballon servait de contrôle.

J'ai constaté une décomposition de l'acide carbonique en oxyde de carbone et oxygène par les rayons ultra-violets.

L'analyse du gaz a été faite avec M. Nicloux, d'après sa méthode, qui est une des plus sensibles[1]. La quantité formée était de 260 mm³ environ. Le ballon de contrôle n'a donné aucune trace d'oxyde de carbone. Le mercure exposé au rayonnement a été transformé superficiellement en oxyde jaune.

III

Décomposition de l'acide carbonique par l'émanation du radium.

La décomposition de l'acide carbonique par l'émanation a été observée par MM. Ramsay et Cameron. J'ai fait sur le même sujet une expérience qui consistait à condenser dans des tubes étroits l'acide carbonique et l'émanation simultanément et à les conserver sous une forte pression. L'appareil qui a été utilisé est représenté sur la figure 1. Il était réuni à l'appareil Kipp. Le gaz était desséché à l'anhydride phosphorique contenu dans la partie large de l'appareil. Les communications permettaient de vider à la pompe indépendamment, soit l'appareil Kipp, soit l'appareil à condensation. On vérifiait la pureté de l'acide carbonique en plongeant le tube dans l'air liquide; le manomètre ne devait alors indiquer qu'une pression faible. Pour absorber l'oxygène provenant de la décomposition de l'acide carbonique, on avait introduit dans l'appareil une petite quantité de phosphore blanc. Le phosphore ne s'oxydait pas notablement, mais il se transformait en sa variété rouge moins active (fait découvert par Becquerel). Les expériences étaient conduites de la manière suivante : après s'être assuré que le manomètre indiquait une

Fig. 1.

1. Quelques réactions dans la lumière ultra-violette. (*Arch. f. Hygiene*, 1909.)

1. Dosage de petites quantités d'oxyde de carbone dans l'air. (*Annales de Chimie et de Physique*, VII, 15, 1898, 500-575.)

faible pression, après immersion dans l'air liquide, on faisait le vide dans l'appareil; l'émanation saturée de 0,02 gramme de chlorure de radium était introduite avec l'acide carbonique et laissé au contact de l'anhydride phosphorique pendant un quart d'heure ou une demi-heure; on laissait alors le tube pendant une heure environ dans l'air liquide pour condenser l'émanation le mieux possible[1]. Le capillaire de 1 mm. était alors fermé à la flamme. Quand la plus grande partie de l'émanation était détruite (après 12 jours environ), on soumettait le gaz à l'analyse. Les tubes étaient ouverts par le capillaire de 0,065 mm. pour éviter l'écoulement trop rapide de l'acide carbonique. Le gaz était introduit dans un large tube rempli de mercure et de potasse très concentrée. Le résidu gazeux non aborbé par la potasse était laissé un certain temps au contact de la potasse, puis transporté dans un autre tube contenant du phosphore blanc et de l'eau. Après un temps suffisant pour l'absorption de l'oxygène, le résidu final était transporté dans un tube gradué dans lequel on introduisait du chlorure cuivreux ammoniacal. La diminution de volume indiquait la quantité d'oxyde de carbone formée; celle-ci était faible et n'a jamais dépassé 0,1 — 0,2 cm³. J'ai essayé de déterminer le volume d'oxyde de carbone par une méthode plus sensible. M. Nicloux a eu l'obligeance de m'aider à faire aussi cette analyse d'après sa méthode. Nous avons analysé le gaz provenant d'expériences faites avec ou sans phosphore. Avant l'essai, on vérifiait que l'air du laboratoire (un demi-litre) ne contenait pas d'oxyde de carbone. La méthode est basée sur la mise en liberté de l'iode par l'action de l'oxyde de carbone sur l'anhydride iodique; l'iode, formé, est retenu par la potasse, puis mis de nouveau en liberté et délayé dans le chloroforme. La sensibilité de la méthode est très grande (elle permet de déceler environ 1/500 cm³. d'oxyde de carbone) et la méthode est très sûre. Dans l'expérience faite avec le phospore, le gaz contenait plusieurs fois la quantité d'oxyde de carbone existant dans l'expérience sans phosphore. La quantité formée ne dépassait pas 150 mm³.; cette quantité, comparée au volume total de l'acide carbonique, n'est qu'une fraction d'un centième. Toutefois, l'action de l'émanation sur l'acide carbonique est rendue manifeste par ces expériences.

Je remercie Mme Curie et M. Debierne pour les conseils qu'ils m'ont donnés au cours de ce travail.

[Reçu le 29 juillet 1909.]

Comparaison entre les rayons α produits par différentes substances radioactives

Par L. BLANQUIES

[Faculté des Sciences de Paris — Laboratoire de Mme Curie.]

Les travaux de Bragg et Kleeman conduisent à penser que chaque substance productrice de rayons α donne naissance à des particules α identiques entre elles, ayant toutes, en particulier, la même vitesse initiale, capables par conséquent de traverser en l'ionisant une même épaisseur d'air, sous une pression et à une température déterminées. Toutefois, c'est seulement avec les substances actives disposées en couche infiniment mince qu'on peut observer un rayonnement homogène, car, dans le cas d'une couche épaisse, les particules α venant de la profondeur pénètrent dans l'air avec une vitesse d'autant plus faible qu'elles ont traversé une couche active plus épaisse. On admet généralement que les particules α émises par les différents corps diffèrent uniquement par leur vitesse de projection. S'il en est ainsi, considérées à une même distance avant la fin de leur parcours, toutes les particules α doivent présenter exactement les mêmes propriétés. Sur la proposition de Mme Curie, j'ai essayé de vérifier ce dernier point.

Lorsqu'on étudie, suivant la méthode de Bragg, l'ionisation en fonction de la distance, on constate que la forme de la courbe d'ionisation dépend, pour une même substance, de l'épaisseur de la couche active et de la forme de l'appareil. En ayant soin d'opérer toujours avec le même appareil et d'employer la matière

1. Dans toutes ces expériences j'ai constaté que l'anhydride carbonique solide devenait phosphorescent sous l'action de l'émanation. Dans deux expériences cette phosphorescence a été particulièrement brillante.

active en couche infiniment mince, on peut, d'une part, caractériser par une courbe le rayonnement α de chaque substance active, d'autre part, comparer les courbes correspondant aux différentes substances : si l'hypothèse que j'ai rappelée est légitime, toutes ces courbes, construites à une même échelle, doivent être en partie superposables. C'est sous cette forme que j'ai tenté la vérification.

Les expériences ont porté jusqu'ici sur trois corps : le polonium, le radium C et l'actinium B. Le polonium employé formait une couche d'épaisseur faible déposée par électrolyse à la surface d'une lame métallique. Les deux autres substances s'obtenaient aisément en pellicule infiniment mince sur une lame de métal exposée pendant plusieurs heures à l'émanation du radium ou de l'actinium. Les mesures d'ionisation ont été faites avec un électromètre Curie, par la méthode de zéro imaginée par M. Lattès[1].

Pour obtenir des courbes comparables malgré l'inégale activité des produits employés, j'ai procédé de la manière suivante :

Après chaque expérience, je construisais une première courbe, en portant en abscisses les distances de la source à la chambre d'ionisation, et en ordonnées les valeurs de l'ionisation. Dans le cas du radium C, chaque ordonnée était ensuite diminuée de la fraction d'ionisation attribuable aux rayons β. Aucune correction de ce genre n'était faite dans le cas du polonium, qui donne uniquement des rayons α, ni dans le cas de l'actinium B dont le rayonnement β était inappréciable dans les conditions où j'ai opéré. Je tenais compte aussi, quand cela était nécessaire, des variations de température et de pression, en admettant que le parcours est inversement proportionnel à la densité du gaz traversé. Cela fait, je calculais le facteur par lequel l'ordonnée maximum de la courbe corrigée devait être multipliée pour devenir égale à une certaine valeur, arbitrairement choisie une fois pour toutes. En multipliant toutes les ordonnées de la courbe par ce facteur, j'obtenais les ordonnées de la courbe définitive. J'ai construit ainsi, pour chacune des substances étudiées, un certain nombre de courbes qui, sans être absolument identiques, diffèrent très peu les unes des autres. Enfin, l'ensemble des courbes données par une même substance a été remplacé par une courbe moyenne, que je crois exacte à 1/50 près au moins.

Afin de faciliter la comparaison de ces courbes[1], je les ai disposées sur une même figure, en faisant coïncider leurs ordonnées maxima. La concordance entre la courbe du polonium et celle du radium C est très satisfaisante. Au degré de précision atteint dans

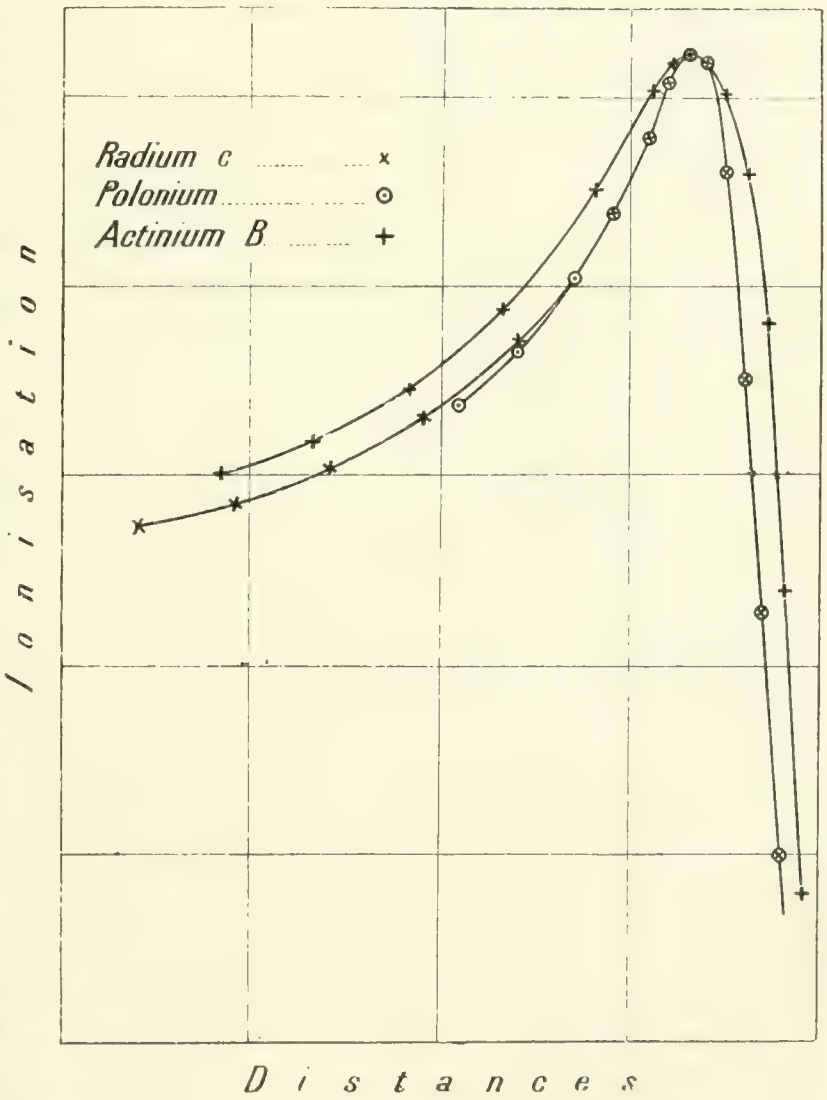


Fig. 1

1 *Le Radium*, 5, 1908, 97-102.

1 Je me propose de revenir sur l'étude de la forme des courbes. Cette forme ne paraît pas correspondre exactement à celle qu'on pourrait prévoir d'après les théories généralement admises.

mes expériences, deux particules α émises l'une par le polonium, l'autre par le radium C, paraissent identiques, à condition que la seconde ait parcouru dans l'air 5 centimètres de plus que la première.

En revanche, la courbe de l'actinium B, tout entière au-dessus des deux autres, s'en distingue nettement. En particulier, on voit que la décroissance d'activité à partir du maximum se produit beaucoup moins brusquement avec l'actinium qu'avec le radium C ou le polonium. Ainsi, 4 millimètres au delà du maximum, l'activité, qui est réduite de plus de moitié, s'il s'agit du polonium ou du radium C, est diminuée seulement d'environ 20 pour 100 dans le cas de l'actinium B.

Pour interpréter ces faits, on peut admettre, soit que les particules α possèdent des propriétés variables avec la nature du corps qui les produit, soit que toutes les particules α sont identiques, sauf en ce qui concerne leur vitesse de projection, mais que le rayonnement α observé en employant comme source une lame rendue active par contact avec l'émanation de l'actinium est un rayonnement complexe. La première de ces hypothèses s'accorde mal avec la concordance des courbes du polonium et du radium C, concordance qu'il est peu vraisemblable d'attribuer à une simple coïncidence. J'ai essayé de déterminer jusqu'à quel point la seconde interprétation rend compte des faits observés.

Imaginons que l'actinium B se transforme, avec émission de particules α, en une autre substance, ayant une période de décroissance très courte, également douée de rayonnement α. Dans cette hypothèse, l'ionisation observée à une distance quelconque de la source est la somme des ionisations produites respectivement par les deux espèces de particules α. Supposons que la courbe obtenue avec le radium C convienne à tout rayonnement simple. On peut aisément construire, d'après ces données, la courbe représentant le rayonnement double, si l'on connaît la différence entre les parcours dans l'air des deux rayonnements simples. En faisant cette construction pour des parcours très voisins, on obtient une courbe qui présente un seul maximum. Cela prouve que l'existence d'un maximum unique ne permet nullement d'affirmer l'homogénéité du rayonnement. Toutefois, je n'ai pu obtenir par cette méthode une courbe exactement superposable à la courbe expérimentale de l'actinium. Dans les conditions les plus favorables (en supposant une différence de parcours égale à $3^{mm},5$), la courbe expérimentale et la courbe théorique ont seulement grossièrement la même forme. Mais il faut remarquer que, les courbes expérimentales n'étant pas connues avec une certitude absolue, on ne doit pas s'attendre à une coïncidence parfaite.

On peut se demander si l'existence de ce nouveau produit ne se révèle pas d'une manière plus directe dans l'étude de la décroissance en fonction du temps de l'activité induite de l'actinium. A ce point de vue, il faut remarquer que la constante de désactivation de l'actinium B est mal connue : Miss Brooks, en séparant celui-ci par électrolyse, a obtenu 1,5 min. tandis que Hahn et Lise Meitner en utilisant la chaulfe ont trouvé 2,15 min. J'ai répété leurs expériences, et constaté que la période de décroissance varie en effet avec le procédé employé pour éliminer en partie l'actinium A. Je ne pense pas que ces divergences correspondent aux erreurs expérimentales, ainsi qu'on l'avait admis jusqu'ici ; elles s'expliquent parfaitement si l'on suppose que l'actinium A se transforme en un produit à décroissance très rapide, lequel disparaît à son tour très vite. Je ne puis encore indiquer avec précision les constantes correspondant à ces deux substances ; la première paraît inférieure à une minute, la seconde voisine de deux minutes et demie.

(Reçu le 2 août 1909.)

Tables des principaux minerais d'uranium et de thorium

Par B. SZILARD

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.)

Fig. 1. — Carte schématique de la répartition actuellement connue des minerais uranifères et thorifères.

Les tableaux qui suivent comprennent le nom des principaux minerais d'uranium et de thorium avec leurs données les plus importantes, telles que la composition, la teneur en uranium et en thorium, la provenance et quelques indications générales.

La liste ne prétend pas être complète ni les indications détaillées. Elle n'a pour but actuel que de servir de guide et de faciliter ainsi certaines recherches en leur offrant quelques données.

Dans l'avenir, on arrivera peut-être à trouver des rapports entre la répartition de ces éléments et d'autres phénomènes. La carte ci-jointe est destinée à représenter l'image actuellement connue de cette répartition.

Dans le tableau, le signe — est employé pour désigner les minerais d'uranium, le signe + pour les minerais de thorium et le signe ⊖ pour les minerais mixtes d'uranium et de thorium.

J'exprime mes meilleurs remerciements à M. Gaubert, assistant au Muséum d'Histoire naturelle, pour ses précieuses données, et pour les ressources qu'il bien voulu mettre à ma disposition.

[Reçu le 15 mai 1909.]

N°		Noms des Minéraux	Composition	Teneur pour cent en Uranium	Teneur pour cent en Thorium	Remarques	Localités
1	—	**Adelpholite**	Niobate de fer et de manganèse.	9	—	Tétragonal	Lamela (Finlande)
2		**Aeschynite**	Niobate et titanate de Ce, Fe, La, Na, Th.		0-13 [illegible]		Miask (Oural). Hitterö. Konigsham, Silésie.
3		**Ancylite**			0,17		Narsarsuk Grönland Sud.
4		**Annerödite** (voir aussi **Samarskite**)			2,1	Tétragonal	Anneröd (près de Moos).
5	+	**Auerlith**	Silicate et phosphate de thorium.	—	61-63	Jaune, rouge, orangé	Freeman Mine.
					63-65	S 10 H_2O	Price Land.
6		**Autunite** = *Uranite* = *Calcouranite* *Kalkuranite* = *Lime uranite*	Phosphate d'uranyle et de chaux $CaUO^2, 2PO^4, 8H_2O$ Renferme quelquefois du fer, du barium, de la silice, etc.	50-60		[illegible] % Ba Orthorhombique cristaux tabulaires; jaune soufre plus ou moins verdâtre	Saint-Symphorien de Marmagne Autun. Chanteloube; Saint-Yrieix, Limoges; Orvault; Puy de Dôme. Carasca. Castello de Vade Joachimsthal. Eibenstock.
				54-6	—		Falkenstein Voigtland.
				50-8	—		Cornwall. St-Day Angleterre. Marvao. Wolf Island South Bassel Middletown, Conn. Lac Onega Chesterfield, Mass. Schuylkill. Philadelphie. Caroline du Nord. Branchville, Conn. Arwooth. S. Dakota. Silver Reef, Utah.
						Cristaux très brillants, verdâtres.	Tonkin.
				46,2	—	1,31 Fe_2O_3	Madagascar.
7	+	**Allanite** (v. **Orthite**)		—	13,2		Helle et Narestö.
	+	**Alvite** (voir aussi **Cyrtholith**)			—		Douglas Co, Colorado.
							Finbo Suède.
8	+	**Bastnaesite** = (*Tysonite*)	Fluorocarbonate de Ce, La, Di, etc.		8-27		Cheyenne Mountain. Pikes-Peak, Colorado
	-	**Bragite** (voir *Fergusonite*)					
9		**Blomstrandine** (voir aussi *Priorite*)	Tantalo-titano-niobate d'uranium, de fer et de chaux et de terres yttriques	3,2	0,8	Orthorhombique	Urstad. Lillland. Firkstad, Kirchspiel, Iveland. Nohl Suède.
10		**Blomstrandite**	Tantalo-niobate d'urane, etc.	22,5	—	Amorphe	Kirchspiel-Evje.
				4,7	2,7		Mörcljaer. Salterö.
11		**Bröggerite** *Broggerite est une uraninite qui contient du Th*	Oxyde d'urane et de plomb, contenant aussi du Th, Pb, Fe	65,5	5,95	Octaédrique, noir ou noir brunâtre.	Anneröd, Gustavsgruben.
				56,0	3,5-4,5		Raade.
				/	2,2		Garta 'Arendal'.
				68,0	4,9-6,0		Caroline du Nord.
				/	0,3		Texas
				/	8,0		Branchville. Middletown.
12	+	**Calciothorite**	Silicate de Th, Ca, Ce, etc.	33	—	6,9 CaO. Y, Mn, Mg.	Laven et Aro.
13		**Cappelinite**	Borosilicate d'yttrium et de barium.	—	0,5	Hexagonal	Aro.
14		**Carnotite**	$K^2O, 2UO^3, V^2O^5, 3H^2O$ Vanadate d'uranium et de potassium	55-57	—	Poudre jaune cristalline. Généralement mélangée à beaucoup de silice	Olari Australie Sud. Montrose Co, Colorado

N		Noms des Minerais	Composition	Teneur pour cent en Uranium	Teneur pour cent en Thorium	Remarques	Localités
15	+	**Caryocérite**	Fluorosilicate de Ce, Y, de Th, La, B, etc.	—	11,9	Orthorhombique, cristaux tabulaires.	Stockö. Aroscheren Store-Arö.
16	-	**Cérite**	Silicate de métaux du groupe de Ce		0,6	Orthorhombique. Généralement exempt de thorium.	Batum.
17		**Chalcolite** = ***Torbernite Cuprouranite*** = ***Uranphyllite*** = ***Uranite*** = ***Uranmica*** = ***Torberite Mica viridis.***	$CuUO^2, PO^4, + 8H_2O$	50-[illegible]	—	Tétragonal ; uniaxe. Cristaux tabulaires, verdâtre, bleu verdâtre, vert pomme ; contient quelquefois de l'arsenic	Joachimsthal. Johanngeorgenstadt. Eibenstock. Schneeberg Zinnwald. Vielsam. Estremadura Castilla. Montanchez. Colmenargo. Torrelodones Valencia de Alcantara. Sabugosa.
			. . . . .	48-51	. . .	. . . . .	Cornwall.
18		**Cléveite** . . . . . ***Cléveite est une uraninite contenant Th et Y et d'autres terres rares.***	Oxyde d'uranium, de thorium, d'yttrium, Ce, La et de Pb.	56 61	3,6 3,6	Noir, brunâtre. Cristaux en briques, dans certain cas modifiés par le dodécaèdre.	Garta Arendal. Evje Khristiansund. Llano Co, Texas. Marietta S. C. Villeneuve, Québec. Johanngeorgenstadt.
				56	3,1		
19	-	**Columbite** = ***Torrelite*** = ***Niobite*** = ***Greenlandite Dianite.***	Niobate et tantalate de fer et de manganèse.	?	—	Orthorhombique.	Connecticut.
				?	—	. . .	Middletown.
				?	—	. . . .	Haddam.
				?		. . . . .	Bodenmais
				?		. . .	Groenland.
				?	—	. .	Tirschenreuth.
				0-0,9	—	. .	Tamäla, Björskeer Finlande.
				0-0,75	. .	. . . . .	Ilmen Mountains.
20		**Cordylite** ***Barium-Parisite*** .	Fluorocarbonate de métaux du groupe de cerium		0,97	Hexagonal . . .	Grönland
21	-	**Cyrtholite** voir aussi ***Zircon*** et ***Alvite*** .	Silicate de zirconium, de calcium et de terres rares.		13,00	Tétragonal, brun rougeâtre.	Alve
22		**Davidite**	. . . . .	. . . .	.	. . . . .	Otari. Radium Hill Australie Sud.
		Edwardsite voir ***Monazite - Edwardsite*** .					
23		**Eliasite** = ***Pittinite.***	Pb, Ca, Ba $U^5SiO^{12} + 6H_2O$ Identique à la gummite.	55-61	-	Cristallin ou amorphe presque noir, brunâtre ou jaunâtre, même jaune clair.	Joachimsthal.
24	+	**Erdmannite** = ***Homilite. Orthite.***	Boro-silicate de fer et de chaux ; Zr, Th, Al, Y, Ce, Si, La, Be, etc.	—	8,8	Masse lamellaire, ou granulaire noyée dans le feldspath.	Brevig. Arö.
25	-	**Eucolithe Titanite** .	Une espèce de titanite, silicate de titane et de chaux. Tr, Ce, Y, Th.	—	0,15	Brunâtre . . . . Rhomboédrique	Langesundfjord. Brevig.
26		**Eucrasite**	Silicate de thorium et de Ce, Y, Er, Zr, Fe, Sn, Ti.		31,4	Amorphe. . . . Gris jaunâtre. . .	Barkvick. Langesundfjord.
	+	**Ebigite** (voir ***Uranothallite*** .	. . . . .	. .	. .	. . . . .	Andrimople.
27	-	**Euxénite** voir aussi ***Polycras*** et ***Euxénite-Polycras*** .	Titano-niobate d'yttrium, d'erbium, de cerium, de thorium et d'uranium.		5,75	Orthorhombique . . Rare en cristaux, généralement en masse.	Arendal. Kragerö.
						Noir brunâtre .	Hvaler, près Frederikstad.
				5,1 7,5	3,15 . . .	En poudre jaunâtre ou rouge brunâtre.	Alve de Tromo. Helle. Mörjar. Rostöl. Saltero Lertland. Svinör Lindesnes.
				11,0	. .		Eitland (Lindesnes

N		Noms des Minerais	Composition	Teneur pour cent en Uranium	Teneur pour cent en Thorium	Remarques	Localités
		Euxénite voir aussi *Polycras* et *Euxénite - Polycras*). *Suite.*	Titano-niobate d'yttrium, d'erbium, de cerium et d'uranium. *Suite.*				Spangerend. Lister. Hitterö. Molland (Ireland). Korbuland (Ireland). Jveit (Ireland). Landsverk (Evje).
				11,4	—		Henderson Cº, Caroline du Nord.
				16,9	—	. . . . .	Greenville Cº, Caroline du Nord.
98	—	**Euxénite - Polycras** voir aussi *Polycras* et *Euxénite*.	Mélanges d'euxénite et de polycras	4,92	. .	. . . . .	Alve.
				7,9	.	. .	karraakungkuak (Grönland-E.).
				12,0	.	. . .	Henderson County (Caroline du Nord).
				17,2	.	. . . . .	Greenville Cº (Caroline du Sud).
99		**Fergusonite** = *Tyrite Bragite*	Orthomobate et tantalate d'yttrium et d'erbium, Ce, Di, La, Ca			Tétragonal. . . . . Cassure vitreuse non brunâtre. 1 S^{re}, H^2O	Dillingö in Vansjo (près Moorss). Hogwest à Kirchspiel. Landswerk à Evje Kirchspiel. Greppestöl, près Kristianéand. Risör. Ile Tromö. Naeskile; Narstö. Ile Askerö. Ile Avenö.
				2,93	—	. . . . .	Grönland.
				5,75	—	. . . . .	Helle.
				4,6	4-6	. . . . .	Helle Arendal.
				4,1	2,9	. . . . .	Tromve.
							Berg in Rade
				14,9	3,1	.	Hampemyr
							Ile Semersok (Grönland).
				5,5	-	. .	Zno (Caucase).
				0,4 1,4	0,4-3,1	. . . .	Lano County (Texas).
				4,5		. . . . .	Rakwana (Ceylan
30		**Freyalith**.	Silicate de Th, Ce, La, Di, Al, Fe Fe, Mn	—	24	Jaunâtre, extérieur resineux.	Barkevikscheeren
31		**Fritzcheite**	U, Mn, Na, PO_4, H^2O.		. .	Tables quadratiques, brun rougeâtre.	Autun. Neudeck (Bohême Johanngeorgenstadt.
32		**Gadolinite**	$Be^2 Fe Y^2 Si^2 O^{10}$ renfermant du Th, Ce, Di, La, Be, Ca		0,34	Monoclinique . . . Aussi en masse. . .	Hitterö. kragerö.
				0 0,96 0,30		Cassure conchoïdale, noir, noir verdâtre, brunâtre, grisâtre	Malö (Grimstad).
			—		0,30		Ytterby.
				0 0,79			Brodbo, Lubo.
				0 0,5			St. Tuna.
				0-0,57		. . . . .	Colorado. Llano Cº
				0,65		.	Kararfvet.
			.	—			Torsäker.
							Pillbara (Australie occidentale).
33		**Gummite** = *Eliasite* = *Pittinite* *Urangummite* *Phosphogummite* voir aussi *Yttrogummite* et *Uragummite*.	$(Pb\,Ca\,Ba)^4\,U^8\,SiO^{12} + 6\,H_2O$ Produit de décomposition d'uranimite.	60,0	—	Cristallin ou amorph.	Johanngeorgenstadt.
				61,5	0,98	Jaune orangé, jaune rougeâtre, brun rougeâtre	Mitschell County Caroline du Nord
				00,0	-		Joachimsthal
				55,0	—		
34		**Hatchettolite** . . .	Tantalo-niobate d'uranium, Ca, Y, Fe, etc	12,5 13,5	. . . .	Brun jaunâtre. . .	Mitschell Cº (Caroline du Nord
35		**Hellandite** .	. . . . .	. . .	0,5	. . . . .	Kragerö.
36		**Hjelmite** .	Stanno tantalate et niobate d'yttrium, de fer, de manganèse et de chaux	0 1,7 4	.	Orthorhombique Noir.	Kararfvet (Fahlun
37		**Johannite** *Uranvitriol.*	Sulfate d'uranium et de cuivre. . .	56	—	Monoclinique, verdâtre, vert pomme, 5 0 0 Cu.	Johanngeorgenstadt Joachimsthal. Middletown (Shepard)
38		**Johnstrupit**	Silicate très complexe de Ce, Te, Th, Y, Al, Ca, etc.		0,7	Monoclinique vert jaunâtre ou brunâtre	Langesundfjord.
39		**Kochélite**	Composition analogue à celle de la fergusonite	0,30	1 1	Tétragonal ?, jaunâtre.	Schreiberlau Silesie

N		Noms des Minerais	Composition	Teneur pour cent en Uranium	Teneur pour cent en Thorium	Remarques	Localités
	+	**Karyorcérite** (voir *Garyorcerite*).					
60	+	**Liebigite**	$CaCO^3$. UO^2 CO^2, 10 H^2O	51,1	—	Transparent, vert pomme, cassure vitreuse.	Adrianople. Joachimsthal Johanngeorgenstadt
61	.	**Loranskite**	. . . . .	.	17,0	. . . . .	Finlande).
62	—	**Mackinthosite**	Silicate d'uranium, de terre cerique et de Pb.	20,1	42 Th. et Ce.	Tetragonal; en prismes, généralement en masse. Noir opaque.	Texas, Llano County.
63	—	**Marignacite**	Tantalate, silicate, titanate. Une variété de pyrochlore.	—	0,10	Octaèdres réguliers.	Wausau, Wisconsin.
64		**Medjidite**	Sulfate d'uranium et de chaux.	. . .	. . . . .	Transparent, peu cristallin.	Andrinople
65	—	**Melanocérite**	Fluosilicate de Ce, Y, Ca; Th, La, Di, Ta.	—	1,3	Rhomboedrique, cristaux tabulaires. Brun clair.	Langesundfjord.
66	—	**Microlithe**	Pyrotantalate de chaux, Wo, Sn, Mg, Be, Y, Ce, Di, Na,	1,61	—	Octaèdres réguliers, cristaux jaunes, brunâtres, rougeâtres.	Virginie Amelia Courth-House). Dillingo. Grönland.
				1,3			Chesterfield, Mass Branchville, Conn. Uttö (Suède). Elba.
67	+	**Monazite**	Phosphate des métaux du groupe cerique.	—	1-1,6	Monoclinique	Caroline du Nord, Alexandre Cº.
				—			Burke Cº.
				—			
				—	7,2		Portland Cº
				—	0,88		Bandeirinha Minas Geraes).
				—	5,1		
				—	12-16		Pisek.
				—	7,0		Virginie Amelie Cº.
				—	8,8		Blaue Berge Suède).
				—	?		Bandeira del Mello.
					?		Dillingo.
					?		Arendal.
							Naresto.
68	+	**Monazite - Edwardsite**	. . . . .	-	15,8	.	Oural (?).
69	+	**Monazitoïde** (?)	. . . . .	-	18,1		Oural.
70	+	**Monazite-Turnerite**	. . . . .		1,0	. . .	Australie (?
				—	4-8	.	Moos.
							Portland Cº, Amelie Cº.
				—	5,3-15	. .	Burke Cº, Amélie Cº.
				—	7,3	.	Kararfvet Suède.
				—	8,3-10,2	.	Arendal.
				—	9,8	. .	Nord Bohuslan Suède.
				—	15,8	. .	Caroline du Nord.
				—	4,4-15,8	.	Ilmengebirge (Allemagne).
				—	11	.	Canada
				—	16,3		Virginie.
71	+	**Monazite en sable**		—	1,23	.	Connecticut
				—	0,17-0,7-2,1		. Caroline du Nord
				—	2,1	.	. Minas Gereas
				.	1,1	. . .	. Bellewood.
				—	4,2	. . .	. Rio-Chico.
				—	2,05	. .	. Shelby
					1,0	. . .	. Quebec
					6,7	.	. Goyaz
				—	3,05	. . . . .	. Villa Bella
72	+	**Mosandrite**	Silicate et titanate de Ce et de terres rares.	—	0,18	Monoclinique, cristaux longs, prismes brun rougeâtre, verdâtres, en poudre jaunâtre.	Barkevik. Laven. Stoko.
73	.	**Nivenite** analogue à la **Clévéite**.	Même composition que la cleveite.	18	0,1	. . .	Texas.
74	.	**Nohlite**	Comme la samarskite.	13,0	. . .	En masse . . .	Nohl, Kongell Suède

N°		Noms des Minerais	Composition	Teneur pour cent en Uranium	Teneur pour cent en Thorium	Remarques	Localités
[illegible]	+	**Orangite** variété de **Thorite**.	Même composition que la thorite.		. .	Cristaux tétragonaux jaune orangé. Aussi en masse.	
56		**Orthite** = ***Allanite*** ***Pyrosthite*** = ***Bucklandite*** - ***Tantolite*** = ***Xanthortite***.	Silicate d'aluminium, de fer, de chaux et de terres rares.	—	0,17	Monoclinique. Cristaux tabulaires ou prismatiques; aussi en masse. Noir, brunâtre, verdâtre, jaunâtre.	Douglas Cº, Colorado.
				—	0,1-1,4		Ytterby.
				—	0,29		Caroline du Nord.
				—	1,12		Naskilien
				—	2,3		Arendal.
				—	Trace		Miask.
				—	1,0-1,2	. . . .	Stockholm.
				—	0,75-0,85	.	Hitterö
					0,16	. . . . .	Slettäkra (Suède).
				—	0,25	.	Pennsylvania.
				—	3,1		Tunaberg (Suède)
				—	1,31	.	Korsbarshagen.
					2,18	. . .	Alvo.
57	—	**Orthite Allanite**	.		0,29	. . .	Groenland
58	—	**Orthite Wasite**. . . .		. .	0,87-0,86	Brunâtre ou rouge.	Stockholm.
		Pechblende (voir ***Uraninite***).	C'est l'uraninite qui n'est pas cristalline.				
59		**Phosphuranylite**	Phosphate d'uranyle UO^2, P^2O^5. Contient un peu de Pb	60-64		Incrustation pulvérulente. Cristaux microscopiques, jaune citron.	Flat-Rock, Mitschell C. Caroline du Nord. Buchanan mine
60	—	**Polymignite**.	Niobate, titanate et tantalate de fer, de chaux et de terres rares	—	5,0	Orthorhombique; noir.	Svenö, Norvège. Fredriksvern.
61	—	**Polycras** (voir aussi ***Euxénite***).	Niobate et titanate d'yttrium, d'erbium, de cérium et d'uranium.	cristal 6,5 massif 7,6	—	Orthorhombique, cristaux prismatiques ou tabulaires. Noir ou brunâtre.	Rasvag Hitterö. Veisdal Hitterö. Bergegangen Landsvek, Evje. Asland Evje. Ogland Tidet Evje Frikstad Iveland. Slattakra
				6,9			
62		**Polycras Euxenite**		—	5,1	. .	Smaland
63		**Priorit** (voir aussi ***Blomstrandin***)	.	UO_2, UO_3, ThO_2 5,7		. .	Swaziland Afrique
64		**Pyrochlor** (voir aussi ***Marignacite***). .	Niobate de chaux et des métaux du groupe du cérium		0,65	Cubique. Noirâtre, brunâtre, rougeâtre.	Miask.
					7,3		Brevig.
				—	0,19		Virginie.
					0,48	. .	Alno (Suède).
							Pikes Peak Colorado.
65	∠	***Pyromorphite***	Phosphate et chlorure de plomb contenant du Ba sans que U soit présent	.			Issy l'Evêque
66		**Randite** .	Carbonate d'uranyle	.	.	Jaune, incruste dans le granite.	Philadelphie, Penn
67		**Risorite** .	Niobo-titanate d'yttrium	0,4			
68		**Roscoëlite** . .	.	. .	.		Olari, Radium Hill Australie du Sud.
69		**Rowlandit** .	Silicate d'yttrium	0,50-0,60		Verdâtre	Texas, Llano C.
70		**Rutherfordin**	Carbonate d'uranyle Pb, Fe, Ca . .	69,0		Cristaux jaunes. . .	Afrique allemande
71		**Rutherfordite**. . . .	Variété de fergusonite. Titanate de cérium.			Monoclinique. Cristaux et grains non brunâtre.	Caroline du Nord. Rutherford C.
72		**Samarskite** ***Uranotantal*** ***Uranoniobite*** - ***Yttroiilmenite***.	Paraniobate et paratantalate de Y, Er, Ce, U, Th, Fe, etc	14,1	2,1	Orthorhombique, cristaux prismatiques, plus généralement en masse. Brun rougeâtre	Iolasen.
				13,8	2,1		Aslaktaket Amerröd.
							Odegardsletten Amerröd
							Iles Hvaler Moss.
							Kragerö.
							Iveland (Kristiansand)
				10,0	[illegible]		Miask Oural.
				10-12,0			Mitschel County Caroline du Nord.
					YO^2, ThO^2 18		Hinensee.
				0,1-1,0	—	.	Rutherford C. Caroline du Nord
				4,5	5,0	.	Douglas Cº Colorado.
				8,8	—	. .	Canada Québec

N°		Noms des Minerais	Composition	Teneur pour cent en Uranium	Teneur pour cent en Thorium	Remarques	Localités
	=	**Samarskite** (*suite*) . .	. . . . .	11 .	. . .	. . .	Baltimore. Middletown Conn
73	–	**Samarskite altérée** .	. . . . .	3-5	2,7	. . .	Douglas Country Colorado .
74		**Schröckinergite**	Carbonate d'uranium et sulfate de chaux.	. .		Orthorhombique jaune verdâtre.	Joachimsthal
75		**Seffstromite**.	Ressemblant à la pechblende.	. . . .	. . . .	. . . . .	Olari (Australie Sud).
76	=	**Steenstrupin**, *variété de Caryocérite*.	. . . . .	—	7 8	Rhomboédrique, brunâtre.	Kangerdluarsuk
				—	2,8 3,8	. . . . .	Julianehab.
77	–	**Sipylite**.	Niobate d'erbium.	3,46	—	Tétragonal, cristallin.	Little Friar Mountain Virginie .
78	+	**Tachyaphaltite** . . .	Silicate de thorium (?	—	10,8	. . . . .	Krageröe.
79	·	**Thorgummite**. . . .	Silicate de Ba, Pb, La, Th, U.	18,6	56,2	9 14 H^2O Jaune brunâtre.	Texas Llano C°.
80	+	**Thorianite** .	Oxyde de thorium, d'uranium et de terres rares Zr, Pb, Fe, .	4,4 10,4	60-64	Densité 9,3. Cristaux cubiques noirs.	Sabaragamuwa Ceylan . Gampola Ceylan
81		**Thorite** voir aussi *Uranothorite* .	$ThSiO^4$. Silicate anhydre de thorium	1,4	78	Tétragonal, aussi en masse jaune brunâtre.	Trotter Mine New-York . Brevig.
				8,7	42,5		Langesundfjord. Barkevik Garta Arendal .
				7,5	40		Hitterö.
82		**Thorite Orangite**. . .	Variété de thorite.	1,1 7	4, 64 40,1	Tétragonal . jaune orangé.	Brevig. Arendal.
83		**Thorotantalate** . .					
84	–	**Tritonite**	Fluorosilicate de thorium, cerium, calcium. Fe, Bi, Fa.	—	2 7 7-8	Brunâtre : rhomboédrique.	Bardevik Brevig.
85		**Trögerite**. .	UO^2, AsO^3 12H^2O	52,6	—	Monoclinique. Jaune citron.	Neustadtel Schneeberg Saxe
86	–	**Tscheffkinite**	Silicate, titanate de fer et de terres rares.	-	17,2 0,6-0,8	Noir brunâtre.	Mask. Virginie.
				—	12	. . . .	Coromandel. Kanjamalai Hill South-India).
	–	**Tyrite** voir *Fergusonite* .					
87	.	**Tysonite** voir *Basnasite*).	Sulfate basique d'U et de Ca, Cu, Fe, 20 H^2O.	60-68		Amorphe, jaune ou orangé.	Joachimsthal Sabugosa.
	.	**Uraconite** *Uraconise* *Uranocre*.					
	.	**Uranatemnite** voir *Uraninite* .					
		Uranin (voir *Uraninite*).					
88		**Uraninite** = *Pechblende* , voir aussi *Clévéite* et *Nivenite*.	Oxyde d'uranium riche en Pb, Ca, Fe, Bi, Mn, Mg, Cu, Si, Al, etc. Terres rares. H^2O	7	3,9	Octaèdres réguliers ; les cristaux sont rares. Généralement en masse. Noir brillant, non brunâtre	Arendal
				65-67-75	0,5		Huggenskillen Moss.
				55-70	0,6		Joachimsthal
				24 72	0,6		Johanngeorgenstadt
				66	. . . . .		Przibram.
				64	0,3		Villeneuve Canada
				73 80	0,3	. . .	Mitchell C° Caroline du Nord
				70-74	0,2	.	Gladstonburg Saxe
				64 67	1,3		Marnette S. C.
							Cornouailles Angl
				70 74	0,4	.	Colorado. Estremadura Castilla. Sabugosa.
				. .	. . . . .		Uruguen Montagne (Afrique Est).
				70 74-80	0,6	. .	Branchville Conn Elvestad. Skraatorp
				etc	etc	.	etc.
89	.	**Uranmolybdate** . . .	. . . . .	.	. . . . .	. .	Stilo e Calabria
90		**Uranochalcite** *Urangrün*.	Sulfate d'uranyle et de chaux Cu, Fe, H^2O.	50		Vert ; cristallin. . . CuO 6,5 CaO 10	Joachimsthal

N°		Noms des Minéraux	Composition	Teneur pour cent en Uranium	Teneur pour cent en Thorium	Remarques	Localités
91		**Uranocircite**	$Ba\,UO^2\,P^2O^5 + 8H^2O$	57	—	Orthorhombique . .	Falkenstein (Vogtland).
		Uranocre (voir *Uraconite*).					
92		**Uranophane** = *Uranotile*.	$CaO\,UO^3\,SiO^2 + 6H^2O$ Pb, Ba	. . .			Arendal
				55			Neustadtel
				56			Wolsendorf
							Colmenarejo (Madrid).
				55		Orthorhombique jaune.	Schneeberg
				45			Kupferberg (Silésie).
				65-70	—		Mitchell C°.
93		**Uranopylite** .	Sulfate d'uranyle et de chaux .	65	—	Jaune, cristallin	Johanngorgenstadt.
94	○	**Uranosphaerite** . . .	$BiO\,UO^2\,UO^3 + 3H^2O$	42	—	Agrégat de cristaux à structure radiée; jaune orange.	Schneeberg (Saxe)
95		**Uranospinite** . .	$Ca\,UO^2\,As^2O^5 + 8H^2O$	59	.	Orthorhombique, cristaux tabulaires, verdâtre.	Schneeberg (Saxe).
96		**Uranothallite** *Fluotherite*.	$3CaO\,UO^3\,UO^2 + 10H^2O$	51-55	—	Orthorhombique; petits cristaux	Joachimsthal.
		Uransulfate (voir *Uranvitriol*).					
97		**Uranothorite** (voir aussi *Thorite*).	Analogue à la thorite. . .	. .	51	Comme la thorite .	Arendal.
					49	.	Hitterö.
				8.2	43	.	Champlainsee (New York).
98		**Voglianite**	Variété de l'uranophane (?) .	54	.	Vert pistache, verdâtre, globulaire.	Joachimsthal
99	—	**Voglite** . .	Carbonate de cuivre, de chaux et d'uranyle.	55	—	Rhomb. verdâtre. .	Joachimsthal
100	○	**Walpurgite**	$Bi^{10}\,UO^3 + OH^{20}\,As^6O^{30}$	16.5	—	Triclinique . .	Schneeberg (Saxe)
101		**Wasite** (voir aussi *Orthite*).	Silicate d'aluminium, de fer et de terres rares	—	0.70	Tétragonal, brunâtre.	Ronsholm. Stockholm.
102		**Xénotime**	Phosphate d'yttrium, YPO_4 . . . . (Ce, Fe, Mn, Ca	—	0.7	Cristaux pyramidaux ou prismatiques, brun jaunâtre	Hvalo.
					0.54		Arendal.
					0.53		Arosscheren.
					Traces	. . .	Caroline du Nord
				0.9	2.0	. . .	Narsto.
				—	0.4	. . .	Aro.
103		**Yttrialite**	Silicate d'yttrium et de thorium (Ce, La, Di)	10.7	10	Amorphe en masse. Vert olive	Llano C° (Texas).
104		**Yttrocasite** .	Titanate d'yttrium, de thorium et d'uranium	2.00	7.0	De jaune jusqu'à noir.	Burnet Country (Texas).
105		**Yttrogummite**	Produit de décomposition de la gadolinite, oxyde d'yttrium et d'uranium.	.	.	Orthorhombique . .	Joachimsthal
		Yttroilménite (voir *Yttrotantalite*).					
106		**Yttrotantalite**	Tantalate et niobate d'yttrium, d'erbine, de fer et d'uranium (Wo, Sn).	3.7	0.60	Orthorhombique, tabulaires ou prismatiques. Noir jusqu'à jaune.	Dillingo in Vandsjo.
				0.5-1.43	0.5		Berg in Rade.
				1.55	.		Helle (Arendal).
							Ytterby.
							Falun (Finbo et Brodbo).
107		**Zipperite**	Variété d'uranophane .	55.00	.	Aiguilles jaunes très fines, ou rosettes. 8 à 10 CaO	
108		**Zircon**	Silicate de zirconium $ZrSiO^4$	.	.	Tétragonal .	Oberlausitz
109		**Zircon altéré**	Fe, Si, Ce, Ca		1.00	. . . . .	Schwallenberg
110		**Zirkelite** .	. . . . .	1.50	6.0	Cubique; octaèdre .	São Paulo
111		**Zeunerite** = *Kupferuranite* *Kupferuranglimmer*.	Arsenate de cuivre et d'uranyle .	60-65		Tétragonal . . . . $7CuO + 15H^2O$	Zunwald. Schneeberg Joachimsthal. Cornwall.

EXTRAITS

Passage de l'électricité à travers les mélanges gazeux[1]

Par E. M. WELLISCH

[Emmanuel College, Cambridge.]

1. Supposons qu'un mélange de deux gaz, par exemple du gaz sulfureux et de l'oxygène, soit soumis à l'action des rayons de Rœntgen; le noyau positif (une molécule privée d'un électron) doit être de volume et de masse plus grands dans le cas du gaz sulfureux que de l'oxygène, et il est possible par conséquent que les ions ainsi engendrés aient entre eux des différences. Si les deux groupes d'ions positifs sont entraînés par un champ électrique, on pourrait s'attendre raisonnablement à une différence de mobilités.

L'objet initial de la présente série d'expériences était de voir si les ions de chaque signe, produits par les rayons de Rœntgen dans un mélange de deux gaz ou dans le mélange d'un gaz et d'une vapeur à la température normale, possèdent deux mobilités distinctes dans un champ électrique.

2. La méthode de mesure était celle de M. Langevin[2], déjà employée par l'auteur dans un récent travail[3]. Entre deux plateaux parallèles, dont l'un est porté à un potentiel constant et dont l'autre est isolé, on fait arriver un pinceau de rayons de Rœntgen produits par une décharge unique d'une bobine d'induction; un certain temps t, connu et variable à volonté. Après le passage du faisceau, on renverse le sens du champ; on mesure à l'électromètre la charge totale Q recueillie par le plateau isolé.

Les courbes reliant Q et t doivent présenter, dans le cas d'un gaz unique, le type figuré ci-contre (fig. 1): la courbe MPQRST se rapporte au cas où le plateau isolé est négatif avant le renversement du champ; les parties obliques proviennent de ce que le pinceau de rayons a une épaisseur finie et les parties qui coïncident avec l'axe des temps s'obtiennent lorsque le champ est renversé après que tous les ions d'un signe ont été reçus par le plateau non isolé et avant que les ions du signe opposé aient atteint le plateau isolé. La différence des abscisses des points B et S représente le temps nécessaire pour que les ions positifs traversent l'intervalle compris entre les plateaux. Si, dans le cas d'un mélange de deux gaz, il y a deux mobilités distinctes, les ions doivent se séparer aussitôt que le rayonnement a agi et la courbe réellement obtenue doit avoir la forme MPQrstST; le point s correspond au moment où le plateau isolé a recueilli avant le renversement

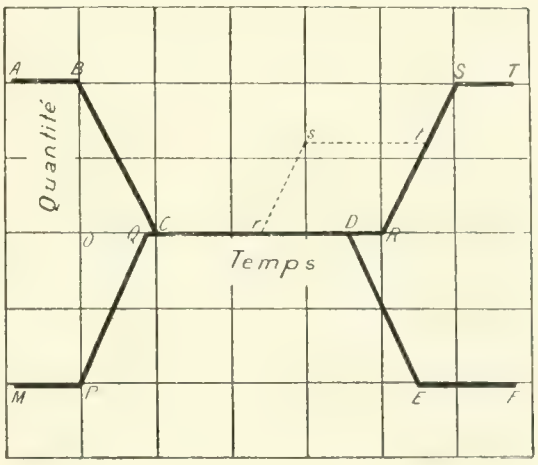


Fig. 1.

du champ tous les ions positifs ayant la mobilité la plus grande et le point S au moment où les ions positifs les plus lents ont tous été recueillis.

La forme de la courbe expérimentale doit donc décider de la question posée.

3. Or, le résultat est tout à fait négatif. Les figures 2, 3 sont la reproduction de deux des courbes obtenues: fig. 2 mélange d'anhydride sulfureux (151 mm.) et d'oxygène (629 mm.); mobilité de l'ion positif $k_+ = 0,72$,, de l'ion négatif $k_- = 0,76$,; fig. 3 — éther éthylique (122 mm.) et air (508 mm.), $k_+ = 1,04$, $k_- = 1,55$. Ces courbes donnent lieu à quelques remarques : 1° Les ordonnées des points S et E sont toujours plus grandes en valeur absolue que celles des points B et P; cela provient d'une distorsion du champ produite par l'anneau de garde entourant l'électrode isolée après le renversement du champ, et faisant arriver sur cet anneau quelques-unes des lignes de force qui arriveraient sur le plateau isolé si son potentiel était rigoureusement le même que celui de l'anneau de garde; cela n'influe pas, d'ailleurs, sur la valeur des mobilités; 2° la partie inclinée des courbes est toujours plus grande que ce qui correspondrait à la largeur du pinceau de rayons; cela provient sans doute de la radiation secon-

1. Mémoire lu à la Société Royale de Londres le 17 juin 1909. (Communiqué par M. J. J. Thomson).

2. *Ann. de Chim. et Phys.*, **28** (1905) 495.

3. *Le Radium*, **6** (1909) 179.

daire produite par le gaz ; 5° elle est également plus grande pour les parties droites des courbes que pour les parties gauches ; l'auteur attribue cet élargissement de la région ionisée à la diffusion pendant le mouvement des ions.

Si l'on regarde des courbes (2) et (3) comme caractéristiques pour un mélange de deux gaz ou d'un gaz

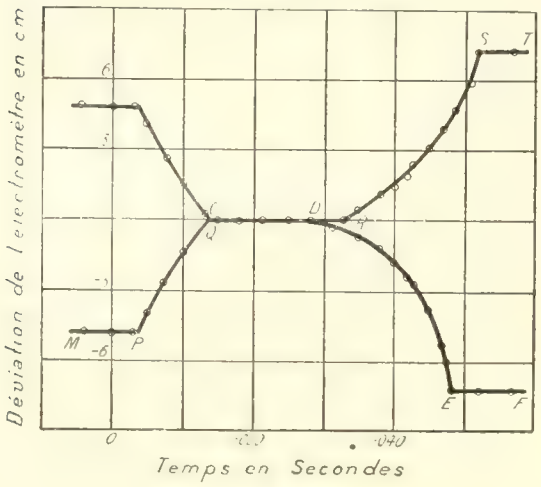


Fig. 2.

et d'une vapeur, on est amené à conclure qu'au mouvement des ions dans le milieu doit être associé quelque phénomène ayant pour résultat l'établissement

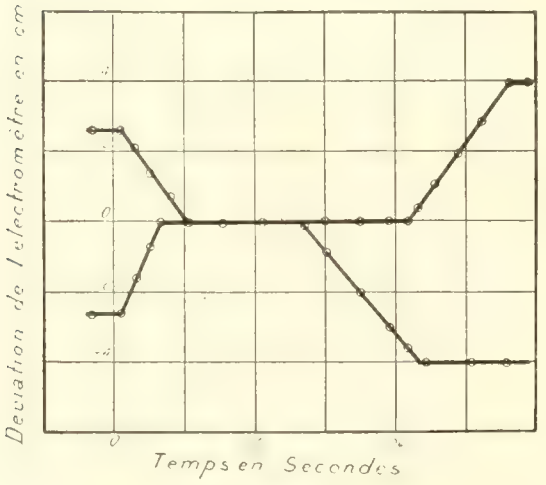


Fig. 3.

entre eux d'une moyenne statistique, qui nous empêche de constater dans le mélange l'existence de deux mobilités distinctes. On peut expliquer cet effet d'égalisation de la manière suivante (en se bornant, pour abréger, au seul cas d'un ion positif).

Les centres positivement chargés résultant de l'ionisation des molécules des deux gaz forment autour d'eux des amas moléculaires qui constituent les ions positifs ; mais, durant le passage de l'ion à travers le milieu, il y a un continuel échange entre les molécules constituant l'amas ionique et les molécules du milieu. De la différence entre les dimensions et les masses originelles des centres chargés ne doit donc pas résulter nécessairement qu'il y ait deux mobilités distinctes pour les deux espèces d'ions positifs. C'est la conclusion à laquelle arrive M. Blanc[1] d'après ses expériences sur les mobilités dans les mélanges gazeux, de celle en particulier où un ion formé dans l'acide carbonique prend, quand il est envoyé dans l'air, la même mobilité qu'un ion formé et laissé dans l'air.

4. Effet de petites traces de vapeur sur la valeur des mobilités des ions formés dans l'air. — Zeleny et Rutherford ont montré que les vapeurs d'eau et d'alcool, même en très petites quantités dans l'air, produisent une diminution marquée dans la mobilité de l'ion négatif. Elles agissent peu sur la mobilité de l'ion positif dans l'air ; dans l'acide carbonique, la vapeur d'eau augmente la mobilité de l'ion positif et dans l'hydrogène elle la diminue[2].

L'auteur cite les nombres de Zeleny.

Une série d'expériences a été effectuée pour obtenir l'effet produit sur les mobilités des ions dans l'air par l'addition de petites quantités de différentes vapeurs ; on a trouvé que les vapeurs d'iodure de méthyle et de bromure d'éthyle ont peu d'effet sur les mobilités des ions positifs et négatifs, tandis qu'au contraire les vapeurs d'alcool et d'acétone produisent une diminution marquée à la fois sur la mobilité de l'ion positif et sur celle de l'ion négatif. Les résultats sont consignés dans la table suivante.

Gaz	k_+	k_-	Pression.
	cm. sec.	cm. sec.	mm.
Air	1.57	1.80	757
Air et 6 mm. de C_2H_5Br	1.52	1.80	757
» 6 mm. de CH_3I	1.57	1.80	757
» 10 mm. de C_2H_6O	0.91	1.10	755
» 9 mm. de C_3H_6O	1.15	1.57	755

5. Mélanges dans lesquels les ions sont formés aux dépens d'un seul constituant. Quand la chambre d'ionisation était remplie d'hydrogène sous 760 mm. de pression et qu'on employait un faisceau étroit de rayons (fente de 1 mm), l'ionisation produite par les rayons de Roentgen que fournissait une seule décharge de la bobine était extrêmement faible, même avec des courants très intenses dans le primaire ; on obtenait sur l'échelle de l'électromètre une déviation de 1 mm. seulement.

1. *Journ. de Phys.*, 7 (1908), 858. — Voir aussi *Le Radium*, 5 (1908), 211.

2. Les résultats de l'auteur en ce qui concerne l'air, l'acide carbonique secs et humides avaient déjà été observés par M. Blanc, *loc. cit.*

La chambre d'ionisation était alors vidée à basse pression et on y introduisait de l'iodure de méthyle jusqu'à ce que la pression atteignît 6 mm.; à cause de la facilité avec laquelle cette vapeur est ionisée, une seule décharge de la bobine donnait alors une déviation très acceptable (50 mm. environ). On introduisait alors de l'hydrogène jusqu'à ce que la pression totale fût de 760 mm. Les mobilités furent mesurées et les résultats suivants obtenus :

ion négatif $6{,}86^{cm}/_{sec}$.
ion positif $5{,}07^{cm}/_{sec}$.

Dans une autre série d'expériences dans lesquelles la pression partielle de l'iodure de méthyle était de 12 mm. on trouva :

ion négatif $5{,}96^{cm}/_{sec}$.
ion positif $4{,}81^{cm}/_{sec}$.

Les nombres de Zeleny pour l'hydrogène pur sont :

ion négatif $7{,}95^{cm}/_{sec}$.
ion positif $6{,}70^{cm}/_{sec}$.

Ainsi donc, bien que l'ionisation soit due entièrement à l'iodure de méthyle, les ions produits se déplacent dans le milieu, qui diffère peu de l'hydrogène, avec une vitesse voisine de celle que l'on observerait si l'ionisation était due à l'hydrogène.

L'auteur calcule une limite supérieure de la mobilité de l'ion positif au moyen d'une formule qu'il a donnée antérieurement, en supposant que cet ion soit formé d'une molécule d'iodure de méthyle en mouvement au milieu de molécules d'hydrogène; il trouve 0,58 cm./sec. en négligeant la diminution du chemin moyen résultant de l'attraction électrostatique des molécules voisines, 0,15 cm. sec., en tenant compte de cette influence.

La mobilité calculée, avec des hypothèses qui augmentent sa valeur, est donc considérablement plus petite que la mobilité observée. Nous sommes obligés d'en conclure que le véhicule de la charge ne peut être dans ce cas la molécule d'iodure de méthyle; en d'autres termes, qu'il doit y avoir, au moins au début, un transport de la charge de la molécule d'iodure de méthyle à la molécule d'hydrogène. — Il en est de même pour la charge négative.

Des expériences effectuées de la même manière avec de l'hydrogène contenant un peu de tétrachlorure de carbone ont donné le même résultat. Dans le cas d'un mélange formé de 757 mm. d'hydrogène et de 3 mm. de mercure méthyle, il fut trouvé pour l'ion négatif $k_- = 7{,}18$ cm. sec. et pour l'ion positif $k_+ = 5{,}16$ cm. sec., alors que les limites supérieures calculées étaient 0,55 [illegible], en négligeant l'attraction électrostatique et 0,10 [illegible], en en tenant compte.

6. Expériences relatives à la stabilité des ions de vapeur. Les résultats ci-dessus conduisent donc à penser que les ions contenant de grosses molécules comme celles de certaines vapeurs sont instables en présence des molécules d'hydrogène, puisque leur charge se transporte aussitôt sur les molécules d'hydrogène. Des expériences ont été faites pour voir si les molécules des vapeurs sont susceptibles de retenir leur charge pendant longtemps en présence des molécules d'hydrogène. Dans ce but la chambre d'ionisation était vidée à basse pression et on y faisait rentrer de l'iodure de méthyle jusqu'à la pression de 7 cm. On mesurait les mobilités, mais on ajoutait une

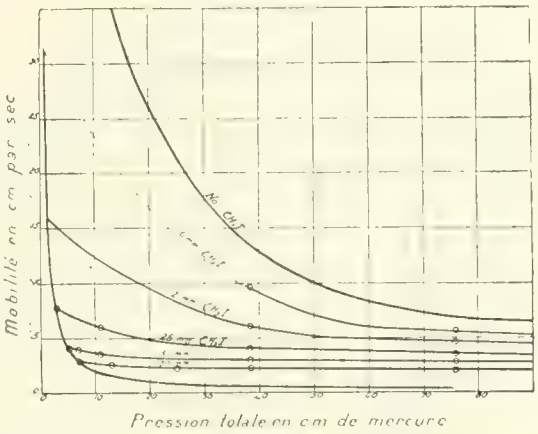


Fig. 4.

petite quantité d'hydrogène; les mobilités étaient encore mesurées, après quoi on ajoutait encore de l'hydrogène et ainsi de suite jusqu'à ce que la pression atmosphérique fût atteinte. La chambre d'ionisation était de nouveau vidée et on recommençait une nouvelle série d'expériences, en mettant seulement dans la chambre 51 mm. d'iodure de méthyle. Les mobilités étaient ainsi mesurées de la même manière pour les pressions initiales, dues à l'iodure de méthyle, de 25 mm., 12 mm. et 6 mm. Les résultats sont représentés figure 4; la courbe relative à l'hydrogène pur est déduite des nombres de Zeleny et plusieurs points de la courbe relative à l'iodure de méthyle pur ont été calculés en admettant la loi pk = constante.

Pour interpréter les résultats, considérons d'abord la courbe correspondant à la pression de 7 cm. pour l'iodure de méthyle. Il est évident que l'addition d'une petite quantité d'hydrogène modifie peu la mobilité; si les ions de vapeur étaient instables et repassaient leur charge aux molécules d'hydrogène, nous observerions un accroissement considérable de la mobilité à cause de la faible masse du support de la charge. Quand on ajoute de l'hydrogène, la mobilité diminue très lentement; quand la pression totale passe de 7 à 76 cm., la mobilité diminue seulement de 2,7 % à 2 %. Au fur et à mesure que l'on ajoute de l'hydrogène à l'iodure de méthyle, les charges tendent donc de plus en plus à constituer des ions-hydrogène, bien que pourtant la molécule d'iodure de méthyle soit capable de porter la charge d'une distance très appré-

ciable même en présence d'une quantité considérable d'hydrogène.

On voit aussi sur les courbes que les mobilités s'approchent d'autant plus rapidement de celles de l'hydrogène pur que la quantité initiale d'iodure de méthyle est plus faible.

Des considérations semblables s'appliquent aux ions négatifs. Des expériences conduites de la même manière avec le bromure d'éthyle et l'hydrogène donnent des résultats analogues.

7. Discussion du mécanisme par lequel se fait le transport des charges positives. Il est intéressant d'examiner comment, ainsi qu'on vient de le constater, une molécule de vapeur positivement chargée peut transmettre sa charge à une molécule d'hydrogène. D'une part il est possible, qu'à cause du champ intense environnant la molécule de vapeur chargée, un corpuscule soit arraché à une molécule d'hydrogène : la molécule de vapeur devient neutre et la partie résiduelle de la molécule d'hydrogène peut servir conformément à la théorie adoptée à transporter une charge positive. D'autre part, la molécule de vapeur peut transmettre une unité positive d'électricité à une molécule d'hydrogène d'une manière semblable à celle que nous admettons dans le cas de l'ion négatif. L'auteur est plus favorable à cette vue, en particulier parce qu'une conception de ce genre semble nécessaire pour expliquer le fait que, dans certains gaz, par exemple le gaz sulfureux, la mobilité de l'ion positif est plus grande que celle de l'ion négatif.

Soit L le chemin moyen de libre parcours d'une molécule d'iodure de méthyle dans l'hydrogène sous une certaine pression, et l le chemin moyen d'une molécule d'iodure de méthyle dans l'iodure de méthyle sous la même pression. Si l'on regarde comme exacte la formule de Maxwell

pour le chemin de libre parcours d'une molécule de masse M au milieu d'autres molécules de masses m,

on en déduit que $L : l = 0{,}22$,

en calculant le rapport des rayons des molécules au moyen des densités de l'iodure de méthyle et de l'hydrogène à l'état liquide.

Or, la mobilité à température constante est proportionnelle au chemin moyen, si la masse et les dimensions de l'ion restent les mêmes, comme le montre la formule de Langevin $k = eL : MV$, où M représente la masse de l'ion et V la vitesse moyenne d'agitation thermique. Il en résulte que, si la masse et les dimensions de l'ion formé dans l'iodure de méthyle pur sous une certaine pression restaient inaltérés, ou augmentaient par l'addition d'une certaine quantité d'hydrogène, les courbes de la figure 4 seraient plus près des axes que la courbe relative à l'iodure de méthyle pur. La position effective de ces courbes implique donc que la masse et les dimensions de l'ion diminuent quand on ajoute de l'hydrogène. Si l'ion est donc regardé comme un amas de molécules, il est nécessaire de postuler le transport initial de charge par l'un ou l'autre des processus indiqués plus haut, et, en outre, la diminution de la masse et des dimensions de l'ion quand on ajoute de l'hydrogène; cela peut se concevoir si l'on regarde l'addition d'hydrogène comme diminuant le temps pendant lequel l'amas ionique contient une molécule d'iodure de méthyle, de sorte que, s'il y a beaucoup d'hydrogène, l'ion est approximativement formé d'un amas de molécules d'hydrogène.

8. Mécanisme du passage de l'électricité à travers les gaz. — Il est donc nécessaire ou bien de supposer l'existence d'une unité d'électricité positive, ou d'admettre quelque mécanisme rendant inutile l'hypothèse d'un électron positif au moyen duquel une molécule chargée peut céder sa charge à une molécule neutre.

Les deux alternatives rendent extrêmement probable que, lorsque des ions se meuvent dans un mélange de deux gaz, il y a un continuel échange des charges entre les deux sortes de molécules; pendant une partie de son séjour dans le mélange la charge est associée aux molécules d'un gaz et pendant le reste du temps aux molécules de l'autre gaz. Il est naturel d'en conclure que la même chose se produit au sein d'un gaz simple, comme l'oxygène ou l'anhydride sulfureux, etc. Dans un travail antérieur on a montré que les valeurs expérimentales des mobilités peuvent s'expliquer approximativement en supposant que l'ion est formé d'une seule molécule chargée à condition de tenir compte de la diminution de chemin moyen due à l'attraction électrostatique que l'ion exerce sur les molécules. L'échange entre les molécules se produit dans le milieu à la fois pour les ions négatifs et les ions positifs; les différences importantes entre les valeurs des mobilités des deux espèces d'ions dans certains gaz, tels que l'oxygène, l'hydrogène, etc., s'explique si nous supposons que la charge, généralement associée à une molécule, peut exister à l'état libre pendant un certain temps.

La mobilité de l'ion négatif sera alors plus grande que celle de l'ion positif, dans les gaz dont les molécules ont une affinité plus grande pour la charge positive que pour la charge négative; dans l'oxygène et l'hydrogène il est donc nécessaire de supposer que la charge positive est associée avec les molécules plus longtemps que le corpuscule négatif. Les expériences de Moreau[1] sur les flammes s'accordent avec cette vue; le temps pendant lequel la charge négative existe à l'état libre est d'autant plus grand que la température est plus élevée, puisque la masse de l'ion négatif dans

1. *C. R.*, **148** (1909), 542. Voir aussi *Le Radium*, **6** (1909), 146.

une flamme à 2000° est de 10^{-25} gramme, intermédiaire entre la masse de l'atome d'hydrogène (10^{-24}) et celle du corpuscule (10^{-27}).

Il résulte aussi des expériences relatives à l'influence de petites quantités de vapeur (§ 4) que les molécules de certaines vapeurs (eau, alcool, acétone) tendent à conserver leur charge beaucoup plus énergiquement que les molécules de vapeurs plus lourdes comme l'iodure de méthyle. Ainsi si l'on ajoute une petite quantité de vapeur d'eau à de l'acide carbonique sous la pression atmosphérique, les charges doivent être portées sur un trajet considérable par les molécules d'eau; eu égard à leur faible masse nous pouvons nous attendre à trouver un accroissement de la mobilité de l'ion positif, tandis que pour l'ion négatif cet accroissement doit être contrebalancé par le raccourcissement de la période pendant laquelle le corpuscule existe à l'état libre, de sorte qu'en somme la mobilité de l'ion négatif décroît.

[Reçu le 20 juillet 1909.]

[Extraits traduits par Louis Dunoyer].

MÉMOIRES TRADUITS

Le phénomène du recul et le produit final du radium[1]

Par J. Mc LENNAN

[Laboratoire de Physique de l'Université de Toronto.]

Les expériences de Miss Brooks sur le dépôt actif du radium[2] ont montré que le radium B s'échappe en quelque sorte du corps activé par l'émanation du radium et gagne aux faibles pressions les parois de l'enceinte. Pour interpréter ce résultat, Rutherford[3] préfère l'hypothèse d'un effet de recul à une volatilité du radium B.

On sait que les atomes du radium A émettent en se brisant des particules α avec une vitesse de $1,7 \times 10^9$ cm. par seconde; puisque la masse de la particule α est 4 (H = 1) et celle de l'atome du radium B environ 200, il est évident, d'après la nature explosive de la désintégration des atomes du radium A, que les atomes du radium B doivent être projetés avec une vitesse considérable dans la direction opposée à celle d'émission des particules α.

Des communications récentes de Otto Hahn et Lise Meitner[4], de Russ et Makower[5] donnent la description d'expériences qui confirment l'exactitude de l'hypothèse de Rutherford, et montrent aussi qu'il est possible d'isoler les produits radioactifs, radium A, B et C, thorium D, actinium X et C, en mettant seulement à profit l'effet de recul.

D'autres exemples de phénomènes de recul se présentent également dans les récentes expériences de Debierne[1], et dans celles de Kennedy sur le dépôt actif de l'actinium[2].

En considérant ces exemples d'effet de recul, on se demande naturellement s'il n'y a pas une relation entre ce phénomène et le produit final de transformation du radium. On sait que le radium G (polonium) émet des rayons α; Logeman et d'autres expérimentateurs ont montré que, lorsqu'il est déposé sur une lame de cuivre, il émet aussi une faible radiation δ. Par analogie avec les faits rapportés plus haut il semble que, dans le cas présent aussi, le phénomène de recul doive se manifester, par la projection hors des lames recouvertes de radium G, des atomes du produit final radioactif.

Une telle projection a été récemment mise en évidence par V.-E. Pound au laboratoire de physique de Toronto. Un plateau de cuivre isolé A, de 5 cm² de surface environ, recouvert d'un dépôt de radium G, était placé dans une enceinte à vide élevé, en face

1. *Nature* **80** (1909) 490-491.
2. *Nature* (1904) 270.
3. Rutherford, *Radio activity*, p. 392.
4. Otto Hahn et Lise Meitner, *Verh. der Deut. phys. Ges.*, 2-5; *Phys. Zeitschr.* **10**-81.
5. Russ et Makower, *Proc. Roy. Soc.*, A-**82** 1909 205 224; *Le Radium*. **6** (1909) 182 188.

1. Debierne, *Le Radium*, **6** 1909 97-108.
2. Kennedy, *Phys. Rev.*, Mai

d'un second plateau de cuivre isolé, B. Le plateau B était relié à un électromètre et on observait les charges électriques acquises dans des champs électriques et magnétiques variés.

Les résultats obtenus avec des champs électriques et magnétiques modérés sont semblables à ceux de Logeman, Ewers, Aschkinass et autres expérimentateurs; d'après la forme des courbes de charge obtenues dans ces conditions, on peut distinguer en fin d'analyse trois types de radiations présentes entrant pour une part plus ou moins grande dans la charge acquise par le plateau B : 1° des rayons α émis par le plateau A : 2° des rayons δ facilement absorbables émis par le plateau A; 3° une radiation secondaire facilement absorbable émise par le plateau B, et consistant en particules chargées négativement.

Avec des valeurs plus élevées du champ magnétique, un phénomène tout à fait nouveau apparaît. Dans ces conditions, principalement quand le plateau A est chargé par valeurs croissantes à un potentiel positif élevé, il est possible d'augmenter graduellement la charge positive acquise par le plateau B. Puisque de tels champs magnétiques élevés suffisent à supprimer la radiation secondaire au moment où elle quitte le plateau B, et que les potentiels positifs élevés retiennent la radiation δ sur le plateau A sans affecter la radiation α, il semble évident que la croissance de la charge positive acquise par le plateau B est due à l'existence d'une radiation de particules chargées négativement émises par le plateau A, qui a jusqu'ici échappé à l'observation, mais qui dans ces expériences est déviée par le champ magnétique. Quand le plateau A est neutre ou chargé négativement, le champ magnétique ne réussit pas à donner une indication de la présence de cette radiation, mais si l'on porte le plateau A à un potentiel de 160 ou 240 volts (positivement) elle peut être mise facilement en évidence. Il est intéressant de voir, en conséquence, que dans ce cas un champ électrique positif et un champ magnétique donnent le moyen d'isoler cette radiation.

Les expériences sont poursuivies actuellement et il serait prématuré de faire dès à présent une description de cette nouvelle radiation. Il semble très probable que cette radiation puisse être attribuée aux « atomes restants » du produit actif du radium G. L'expulsion d'une particule α laisserait ce résidu chargé négativement. De tels résidus d'atomes quitteraient le plateau dans toutes les directions comme un flux de particules chargées négativement. Ces particules seraient moins pénétrantes que les particules α, et échapperaient ainsi à l'observation dans les expériences d'absorption dans les gaz à la pression ordinaire.

Si cette nouvelle radiation se compose des « résidus d'atomes » du radium G, on a, en vertu de ce que ce résidu d'atome est projeté avec grande vitesse et qu'il porte une charge électrique, le moyen de calculer sa masse. Une telle détermination apporterait un renseignement précis sur la constitution du produit final du radium, et fournirait un moyen de contrôler l'exactitude de la théorie maintenant universellement approuvée, qui relie les différents produits radioactifs connus du radium.

De plus, l'existence de cette radiation permettrait de discerner si oui ou non les résidus d'atomes du radium G constituent le produit final du radium, puisqu'il serait possible d'obtenir, par bombardement, une couche de ces résidus d'atomes sur un corps tel que le plateau B dans les expériences décrites précédemment. Ce plateau pourrait alors être placé dans un vide élevé pour y étudier l'acquisition d'une charge électrique. Y aurait-il quelque variation de la charge que l'expérience prouverait la formation d'un nouveau produit, tandis que l'absence de variation montrerait que la radioactivité a cessé et que les résidus d'atomes du radium G constituent la stabilité finale.

[5 juillet 1909]

ANALYSES

Radioactivité

Sur la distribution du thorium à la surface de la terre. — **J. Joly** (*Phil. Mag.* **17** (1909) 765-766).

Recherches sur la quantité de thorium contenue dans différentes roches. Cette étude a de l'importance étant donnée la grande quantité d'émanation du thorium présente dans l'atmosphère.

L'auteur dissout une quantité connue de roche dans un certain volume de liquide. Après ébullition de 20 à 30 minutes pour chasser l'émanation du radium qui peut y exister, il fait passer un courant d'air à travers le liquide, puis sur des tubes desséchants, enfin dans un ballon où se trouve un électroscope. Le courant d'air est parfaitement constant; une déviation de 1 division de l'échelle par heure correspond à $2,8 \times 10^{-9}$ gr. de thorium.

Les quantités de thorium trouvées par gramme de matière sont par exemple :

$5,6 \times 10^{-9}$ gr. pour la lave du Vésuve de 1906.
$1,9 \times 10^{-9}$ gr. pour le gneiss du Gothard, etc.

L'eau de mer contient peu de thorium, moins de $2,1 \times 10^{-5}$ gr. pour la mer d'Irlande par exemple.

E. Bauer.

Les rayons γ de l'uranium. — **F. Soddy** et **A. S. Russel** (*Nature*, **80** (1909) 7). — Les rayons γ de l'uranium sont dus entièrement à l'uranium X, de même que les rayons β.

Le rayonnement γ de l'uranium X est composé d'un groupe de rayons peu pénétrants, absorbés par 1 centimètre environ de plomb et d'un groupe de rayons durs. Ce dernier groupe est homogène, son absorption par la matière suit une loi exponentielle. Le coefficient d'absorption est proportionnel à la densité de la substance absorbante. Le rapport $\frac{\lambda}{d} = 0{,}055$, d étant la densité.

Les expériences ont porté sur 14 substances : plomb, mercure, aluminium, bois, etc.

Pour certains corps, le rapport $\frac{\lambda}{d}$ est un peu différent. Les valeurs extrêmes sont $\frac{\lambda}{d} = 0{,}405$ (fer) et $0{,}068$ (paraffine).

Ces différences sont peut-être dues à des erreurs d'expérience. E. Bauer.

Sur l'activité induite de l'actinium. — **J. C. Mc Lennan** (*Nature*, **79** (1909) 487). — Si au-dessus d'une cocuhe d'une préparation d'actinium se trouvent deux disques chargés, on trouve qu'à pression élevée, le dépôt actif apparaît entièrement sur la cathode. Quand on diminue la pression, il se dépose aussi de l'activité induite sur l'anode. Le dépôt actif augmente pour les deux électrodes et passe par un maximum pour une pression qui n'est pas la même pour les deux électrodes. Le dépôt diminue ensuite et il tend à devenir le même pour les deux électrodes (Kennedy).

D'après l'auteur, ces expériences montrent que le dépôt actif est transporté par les ions produits dans le gaz par la radiation et il pense que les différences entre les coefficients de diffusion des ions positifs et négatifs suffiraient à expliquer la différence entre les quantités d'activité induite qui se déposent sur les deux électrodes. M. Moulin.

La diffusion des émanations de l'actinium et du thorium. — **Sidney Russ** (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 412-422). — Les coefficients de diffusion sont déterminés en étudiant la répartition en hauteur de l'émanation qui provient d'un sel placé à la partie intérieure d'un récipient clos, cette répartition étant déterminée par la répartition de l'activité induite qui se dépose sur une lame verticale chargée négativement (Voy. Rutherford, *Radioactivity*, p. 275, *Le Radium*, juin 1907).

Les expériences ont été faites dans différents gaz (Air, H^2, CO^2, SO^2). Suivant la loi de Graham, les coefficients de diffusion d'un même gaz dans différents gaz doit être en raison inverse de la racine carrée du poids moléculaire de ce gaz. Cette loi se vérifie assez bien, même dans le cas où la diffusion s'effectue dans un gaz monoatomique tel que l'argon.

Le coefficient de diffusion varie très sensiblement en raison inverse de la pression.

Le rapport des coefficients de diffusion des émanations de l'actinium et du thorium dans l'air est de 1,19, ce qui donne 1,42 pour le rapport du poids moléculaire de l'émanation du thorium et celle de l'actinium.

Le poids moléculaire de l'émanation de l'actinium étant plus petit que celui de l'émanation du thorium, et, par conséquent plus petit que celui de l'émanation du radium, il s'ensuit que l'actinium ne peut être un produit intermédiaire direct entre l'uranium et le radium. M. Moulin.

L'absorption des émanations radioactives par le charbon. — **R. W. Boyle** (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 574-589). — Pour l'émanation du radium, l'auteur emploie un condensateur cylindrique, qui est en communication avec un réservoir renfermant du charbon. On introduit de l'émanation dans un condensateur et l'on étudie la loi de décroissance de l'activité. On trouve que, par suite de l'absorption par le charbon, elle est plus rapide que si le condensateur est fermé.

Pour le thorium, l'auteur emploie une méthode de courant gazeux. Il trouve que l'absorption dépend de la nature du charbon employé (elle est plus grande pour le charbon de noix de coco que pour le charbon de bois, le noir animal est intermédiaire); l'absorption décroît quand la vitesse du courant d'air augmente; elle augmente avec la surface absorbante, et, comme pour les gaz ordinaires, elle augmente quand la température diminue. M. Moulin.

Une évaluation directe de l'âge de la thorianite. — **R.-J. Strutt** (*Nature*, **80** (1909) 503). — Le principe de la méthode consiste à doser la quantité totale d'hélium contenu dans le minéral, puis à étudier la loi de production de l'hélium dans le même minéral.

Dans un échantillon de thorianite on a trouvé 9 cm^3 d'hélium par gramme. D'autre part, la production d'hélium est de l'ordre de $5{,}7 \times 10^{-8}$ cm^3 par an. Les 9 cm^3 initialement présents correspondent à une production d'au moins 240 millions d'années.

Dans son intéressant ouvrage, Joly a fortement critiqué la méthode radioactive dans l'évaluation des périodes géologiques, toutefois dans le cas présent les objections qu'il avait formulées ne paraissent pas s'appliquer, la thorianite étant un oxyde de thorium et d'uranium à peu près pur.

Loi de la production de l'hélium par la série complète des produits de l'uranium. — **R.-J. Strutt** (*Nature*, **81** (1909) 158). — Cette détermination est de première importance par l'évaluation de l'âge des minéraux d'après leur teneur en hélium. Dans une note récente[1], l'auteur a donné l'âge de quelques minéraux en admettant que la loi de production de l'hélium correspond à $9{,}15 \times 10^{-8}$ cm^3 par gramme d'U^3O^8 et par année.

Ce nombre était calculé d'après les expériences de Rutherford. L'auteur a étudié la loi de production de l'hélium dans une solution de pechblende contenant 115 grammes d'U^3O^8. En 61 jours la quantité d'hélium formé est égale à 2×10^{-6} cm^3; ce nombre correspond à une production annuelle de $10{,}4 \times 10^{-8}$ cm^3 par gramme d'U^3O^8; il est en assez bon accord avec le nombre calculé. Des expériences en cours sur la thorianite fourniront d'ici peu de nouveaux résultats.

Sur une méthode permettant de déceler directement la charge des rayons α. — **H. Greinacher** (*Verh. d. D. phys. Ges.* **11** (1909) 179-184). L'auteur utilise la méthode qui avait servi à Curie pour mettre en évidence la charge négative des rayons β. Il fait tomber les rayons α émis par une préparation de polonium sur un plateau de laiton recouvert d'une couche de 0,05 millimètre de gomme-laque surmontée d'une feuille d'aluminium de 0,028 millimètre. On mesure la charge positive que prend le plateau. E. Bauer.

Électronique

Électrons et absorption de la lumière. — **R. A. Houstonn** (*Nature*, **80** (1909) 558). — Si on admet que

1. *Proc. Roy. Soc.*, 28 juillet 1909.

l'absorption de la lumière dans une bande d'absorption est due à un seul électron par molécule, on peut calculer, au moyen du coefficient d'extinction, le rapport e/m relatif à cet électron.

C'est ce calcul que fait l'auteur pour un certain nombre de solutions de matières colorantes, de solutions salines et de verres.

Les valeurs varient entre $1,8 \times 10^7$ (Fuchsine dans l'eau) et $2,5 \times 10^7$ (chlorure de cobalt dans l'eau).

E. Bauer.

Le nombre des corpuscules libres par unités de volume de l'or, du platine et de l'argent. — **B.-J. Spence** (*Am. Phys. Soc.*, **28** (1909) 511-512). — Dans son travail sur les propriétés optiques des métaux[1], Drude a développé une théorie de la dispersion basée sur l'hypothèse qu'il existe dans les métaux deux espèces de corpuscules vibrants. Il arrive aux équations suivantes :

$$na = \Sigma \frac{\sigma_\lambda N_1}{c\left(v^2 + \frac{4\pi m^2 c^2}{e^4 \lambda^2}\right)} \qquad (1)$$

$$n^2 - a^2 - 1 = \Sigma \frac{\lambda_0 N_\lambda \lambda^2}{\lambda^2 \lambda_0^2} - 4\Sigma \frac{N_1 \frac{m}{e^2}}{v^2_\lambda + \frac{4\pi m^2 c^2}{e^4 \lambda^2}} \qquad (2)$$

en désignant par a le coefficient d'absorption du métal, n son indice de réfraction, e la charge du corpuscule ($5,10^{-10}$ unités électrostatiques), m sa masse ($0,55.10^{-27}$), c la vitesse de lumière dans le vide, $\lambda_0 N_\lambda$ une quantité possédant les dimensions d'une constante diélectrique, λ_0 la longueur d'onde correspondant à une bande d'absorption dans l'ultra-violet, et en définissant v_λ par la formule $\sigma_\lambda = N_1 v_\lambda$ où N_1 est le nombre de corpuscules par unité de volume, et σ_λ la conductibilité elle-même fonction de la longueur d'onde.

Le premier terme du second membre de (2) représente la part du corpuscule vibrant et le second terme, ainsi que la formule (1), la part des corpuscules de conductibilité.

Si on néglige la part correspondant à l'électron vibrant, on déduit des équations (1) et (2)

$$v_\lambda = \frac{4\pi m c}{e^2} \frac{na}{\lambda(a^2 - n^2 + 1)} = 2,5.10^7 f(\lambda)$$

$$N_1 = 0,55.10^{27}(a^2 - n^2 + 1)\left[4\pi f^2(\lambda) + \frac{1}{\lambda^2}\right]$$

Les coefficients d'absorption a sont connus par les expériences de Rubens et Hagen et les indices de réfraction n par les travaux de l'auteur. On trouve ainsi, comme moyenne des valeurs correspondant à diverses longueurs d'onde, et sans variation systématique

pour l'argent $N = 0,57.10^{23}$
le platine $N = 0,82.10^{23}$
l'or $N = 0,33.10^{23}$.

Louis Dunoyer.

Note sur la théorie électronique de l'arc en charbon. — **J. A. Pollock** (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 561-566). — Les expériences de Duddell[2] ont montré qu'il existe dans l'arc électrique : 1° une force contre-électromotrice à la surface de l'anode suivie d'une chute de potentiel très rapide ; 2° une chute de potentiel à travers la colonne de vapeur ; 3° une chute de potentiel plus rapide à petite distance de la cathode et 4° une force électromotrice à la surface de la cathode.

1. *Drude's Ann.*, **14** (1904) 936.
2. Duddell, *Phil. Trans.*, A, **203** (1908), 505.

L'auteur interprète ces résultats en faisant intervenir l'émission de corpuscules par le charbon incandescent et l'accumulation d'ions. La cathode projetant des corpuscules avec une vitesse relativement élevée, dirigée dans le même sens que la vitesse que leur communique le champ, il en résulte une force électromotrice de même sens que le courant. A l'anode, il en résulte une force contre-électromotrice.

M. Moulin.

Ionisation

Sur les ions gazeux à charges doubles. — **J. Franck** et **W. Westphal** (*Verh. d. D. phys. Ges.*, **11** (1909) 146-154). — Townsend a montré par une méthode directe que les rayons de Rontgen donnent dans les gaz des ions positifs possédant deux charges élémentaires[1]. Pour mettre ce fait en évidence il faut soustraire les ions formés à la recombinaison qui redonne des ions positifs monovalents. MM. Franck et Westphal reprennent la détermination de la charge des ions, en mesurant leur mobilité par la méthode de Zeleny et leur coefficient de diffusion par l'ancienne méthode de Townsend. Dans les deux cas ils se

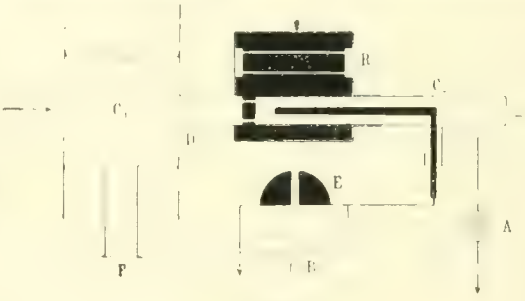


Fig. 1

mettent à l'abri des effets de recombinaison. L'appareil est représenté sur la figure ci-dessus. Un courant de gaz arrive dans le condensateur C_1, où il est ionisé par des rayons de Rontgen qui passent à travers la fenêtre d'aluminium F. En prenant un champ électrique de signe et d'intensité convenables on ne fait entrer dans le tube C_2 où se font les mesures que des ions d'un seul signe. Pour les mesures de mobilités on ne se sert que du condensateur cylindrique C_2 dont l'électrode interne communique avec l'électromètre E. Pour les mesures de diffusion on place en avant du tube C_2 un tambour à revolver R portant deux séries de tubes de longueur différente et une résistance de Bronson B servant à la mesure du courant de saturation.

Voici les résultats des expériences :

1. Les rayons de Rontgen donnent des ions positifs à charges doubles. Cependant ces ions divalents ne sont qu'une faible fraction du nombre total d'ions produits. En effet, quelle que soit l'intensité du champ électrique destiné à arrêter les ions négatifs à l'intérieur de C on obtient pour le coefficient de diffusion la valeur $K = 0,0290$ inférieure de 11 pour 100 seulement à la valeur théorique relative aux ions monovalents et presque égale à celle qu'on obtient en laissant agir la recombinaison $K = 0,0298$ (Townsend avait obtenu $K = 0,028$). Ces données permettent d'évaluer à 9 pour 100 environ la proportion d'ions positifs divalents. Il est probable qu'il existe des ions à charge encore supérieure.

1. Townsend, *Proc. Roy. Soc.*, **80** (1908), A-207. *Le Radium*, **5** (1908), 157.

II. On peut séparer les ions divalents par « diffusion fractionnée », en intercalant sur leur trajet des toiles métalliques à mailles serrées D. On trouve ainsi K = 0,020 avec une toile métallique, K = 0,0175 avec trois. Cette dernière valeur est très voisine de la valeur théorique K = 0,0165 relative aux ions divalents.

III. La mobilité des ions à charges doubles est la même que celle des ions monovalents, leur cœfficient de diffusion deux fois plus petit. Le rapport $\frac{e}{m}$ a donc la même valeur pour les deux espèces d'ions; autour d'une charge double s'agrège une masse double. E. Bauer.

Sur l'existence d'électrons positifs dans les tubes à vide. — A. Dufour (*C. R. Académie des sciences* **148** (1909) 481). — L'auteur rappelle des expériences antérieures de M. J. Becquerel dans des tubes à vide[1] expériences au cours desquelles il avait obtenu un faisceau particulier dévié par un champ magnétique en sens contraire du faisceau cathodique. La déviation étant du même ordre de grandeur. M. Becquerel avait émis l'hypothèse que l'on pouvait avoir affaire à un faisceau d'électrons positifs.

Nous ne reviendrons pas sur les détails expérimentaux qui ont été exposés tout au long dans *le Radium*[2], disons simplement que M. Dufour ayant répété les expériences de M. J. Becquerel en se mettant dans des conditions à peu près semblables, a observé également un faisceau répondant à toutes les descriptions et doué des mêmes propriétés.

M. Dufour ayant varié l'expérience a pu mettre en évidence le fait que le faisceau positif qu'il obtenait ainsi était dévié, non du fait de l'action directe du champ magnétique, mais parce que celui-ci en déviant le faisceau cathodique déplaçait en même temps le point d'émergence du faisceau positif et lui donnait une déviation d'autant plus oblique que ce point s'éloignait davantage de l'axe du tube.

Ces différentes raisons, amènent l'auteur à conclure que l'hypothèse d'un flux positif ayant même $\frac{e}{m}$ que les rayons cathodiques doit être rejetée, et que le nouveau faisceau doit être attribué à un afflux positif secondaire de la nature d'un rayon canal, mais produit dans des conditions différentes de celles dans lesquelles on se place habituellement pour obtenir des rayons canaux.

L. Matout.

Sur les rayons magnéto-cathodiques. — Gouy. (*C. R. Académie des Sciences*, **148** (1909) 681). — Ayant constaté lors de ses premières expériences[3] sur les rayons magnéto-cathodiques, que des émissions de rayons parasites par les parois de verre troublaient souvent l'observation des phénomènes, l'auteur essaya et réussit à éliminer cette cause d'erreurs dans les résultats, en disposant à l'intérieur de l'ampoule une ceinture métallique continue de 4 centimètres de hauteur, formant un cylindre dont l'axe est perpendiculaire au champ magnétique.

L'ampoule elle-même est un cylindre de 8 centimètres de diamètre, contenant suivant son axe une cathode formée d'un fil de 2 millimètres de diamètre sur 12 millimètres de long, et comme anodes des plaques métalliques situées près de la ceinture, ou même la ceinture elle-même. L'auteur désigne par anodes A celles destinées à recevoir les rayons magnéto-cathodiques, et anodes B celles qui n'en reçoivent aucun.

1. *C. R.*, **146** 1500, 22 juin 1908.
2. *Le Radium*, **5**-194.
3. *C. R.*, 22 février 1909 p. 455.

On met à la terre les anodes A et B ainsi que le pôle positif de la machine statique alimentant le courant de l'ampoule et on constate que les anodes A recueillent la presque totalité du courant. Si l'on fait tourner l'ampoule de façon à prendre pour anode A la ceinture métallique les autres anodes n'en reçoivent plus que quelques millièmes. Quand la ceinture est au contraire anode B, vu sa surface, elle recueille un peu plus de courant, mais jamais plus de 10 pour 100 de la totalité. Cet effet de transport de courant le long des faisceaux magnéto-cathodiques se produit à tous les degrés de vide, depuis la pression de l'ordre du millimètre de mercure, jusqu'à une raréfaction exigeant une tension de 10 000 volts, tension limite des expériences.

Ces constatations ont amené l'auteur à examiner la résistivité du gaz au moyen de sondes formées de fils de 0,4 millim. de diamètre sur 8 millimètres de longueur, et distants de 1 millimètre. Ces sondes sont reliées entre elles par un galvanomètre et une pile de voltage E, le tout formant un circuit isolé. Les sondes sont placées dans le faisceau magnéto-cathodique (sondes a), leur plan étant normal au faisceau; ou hors du faisceau (sondes b). On étudie encore leur réceptivité pendant le fonctionnement du tube hors du champ magnétique (sondes c).

L'auteur donne dans le tableau suivant quelques résultats obtenus dans ces conditions, la ceinture métallique étant mise à la terre, la cathode fonctionnant comme précédemment, et le voltage de l'ampoule maintenu dans le champ à 1800 avec un courant de $0_{m}.0005$. Les intensités sont données en micro-ampères, et l'on retranche chaque fois le faible courant restant quand E = 0.

[illegible]			E = 15°,5	E = 15°
Les sondes à 5mm de la ceinture.	a.	5,6	15,4	26,4
	b	0,02	0,04	0,2
	c.	0,1	0,2	0,7
Les sondes à 12mm de la cathode	a	2,4	4,0	25,6
	b	0,01	0,05	0,2
	c.	0,05	0,1	0,5

Plusieurs séries de mesures faites à des degrés différents de vide ont donné des résultats très analogues, la résistivité croissant un peu aux vides élevés.

Cette conductibilité du gaz, sur le parcours du faisceau magnétocathodique explique donc qu'il serve de passage au courant, ce que M. Gouy attribue à l'ionisation intense qui semble se produire le long de ce faisceau.

Si l'on introduit dans l'ampoule un diaphragme tel que le courant total soit obligé de passer par une petite ouverture, on observe à cet endroit des rayons magnéto-cathodiques de striction comme il se produirait de simples rayons cathodiques de ce genre en l'absence du champ magnétique. Cette expérience peut se réaliser en enfermant la cathode dans un ballon de verre percé d'une ouverture de 2 millimètres de diamètre; le faisceau sortant de cette ouverture est très brillant, et peut, dans des conditions favorables, prendre l'apparence d'un tube creux formé de matière lumineuse transparente.

Chose à retenir au point de vue théorique, le faisceau est toujours émis dans la direction du potentiel croissant.

L. Matout.

Expériences sur la production de la gaine négative sous l'influence des rayons visibles et ultra-violets. — W. Rudolph (*Ann. der Phys.*, **29**

(1909) 111-124). — Dans un tube à vide les décharges électriques se produisent avec plus de facilité sous l'influence de la lumière qu'en son absence. L'observation de la gaine permet d'étudier facilement le phénomène. On a ainsi une méthode très sensible pour mettre en évidence l'effet photo-électrique.

Les expériences montrent que cet effet se produit non seulement pour les rayons ultra-violets, mais encore dans le spectre visible, dans le cas des métaux alcalins et de l'aluminium. E. Bauer.

Sur la conduction de l'électricité dans les gaz électro-négatifs et les rayons A_1. — Otto Reichenheim (*Verh. d. D. phys. Ges.*, **11** (1909) 168-178). — Quand on fait passer des décharges électriques dans un tube contenant des vapeurs électro-négatives (chlore, iode, phosphore) on observe que la chûte du potentiel anodique est bien plus grande que dans les gaz ordinaires (Mathies, Bode). Cette chute de potentiel peut atteindre plusieurs milliers de volts; elle diminue quand on introduit dans le tube au moyen d'une cathode auxiliaire de Wehnelt un excès d'électrons négatifs. En prenant une anode percée de trous M. Reichenheim constate qu'elle laisse passer deux faisceaux, l'un des rayons cathodiques dont la vitesse est due à la chute du potentiel anodique (ce faisceau a été observé par Wien et Rieger), l'autre des rayons positifs peu déviables qu'il appelle rayons A_1 et qui sont analogues aux rayons canaux rétrogrades émis vers l'autre dans la première couche cathodique et étudiés par Goldstein et Villard. D'après l'auteur, ces rayons ont dû acquérir leur vitesse sous forme d'ions négatifs et ont perdu des électrons. « Sous faible pression des particules matérielles qui ont une certaine vitesse émettent des électrons. » Ainsi s'expliqueraient l'existence des rayons canaux rétrogrades et les phénomènes observés par Wien dans un faisceau de rayons canaux. E. Bauer.

Effet Doppler des rayons positifs. — John Trowbridge (*Phil. Mag.* **17** (1909) 520-524). — Observation de l'effet Doppler des rayons positifs de l'hydrogène. On trouve des rayons canaux ordinaires et rétrogrades aussi bien en arrière de la cathode que sur sa face antérieure tournée vers l'anode. Lorsque la cathode n'est pas percée on ne peut pas mettre en évidence l'effet Doppler. E. Bauer.

L'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chaud. — F. C. Brown (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 555-561). — La méthode employée est la même que celle qui a été utilisée par Richardson et Brown[1] pour la détermination de l'énergie cinétique des corpuscules négatifs. L'émission positive diminue avec le temps; d'autre part, l'émission négative croît énormément avec la température et ne commence à apparaître pour du platine neuf que lorsqu'on a atteint une température plus élevée que celle qui est nécessaire pour obtenir l'émission positive. Les déterminations ont donc été faites sur des lames qui n'avaient pas été chauffées plus de deux heures et la température était comprise entre 1067 et 1295 degrés absolus, alors que, dans les cas des ions négatifs, la température était comprise entre 1475 et 1840 degrés absolus.

Plusieurs séries d'observations ont porté sur différentes lames de platine. De ces observations, on peut déduire la constante R des gaz si l'on admet que l'énergie cinétique des ions positifs émis est la même que celle des molécules d'un gaz à la même température.

La constante déduite de ces expériences est en moyenne : $R = 5{,}6 \times 10^5$, alors que la constante des gaz, calculée pour le même nombre de molécules serait $5{,}7 \times 10^5$.

Cet accord semble mettre en évidence que les ions positifs ne proviennent pas de réactions chimiques, car leur énergie cinétique serait modifiée par l'énergie de réaction.

La faible valeur de $\frac{e}{m}$ obtenue pour les ions positifs par Richardson (384) montre qu'il ne s'agit pas d'électrons positifs. Il semble qu'il s'agirait d'atomes ou de molécules de quelque substance étrangère qui seraient émis par un processus analogue à l'évaporation et mettant en jeu des effets thermiques très petits. M. Moulin.

Sur le passage de l'électricité à travers l'éther éthylique. — J. Schroder (*Ann. der. Phys.*, **29** (1909) 125-152). — Dans ce travail, fait sous la direction de Mie, est mise pour la première fois en évidence l'existence d'une saturation du courant électrique dans un conducteur probablement électrolytique, l'éther pur. Il faut opérer avec des électrodes préalablement purgées de gaz par chauffage dans le vide. De plus, si on laisse agir pendant longtemps

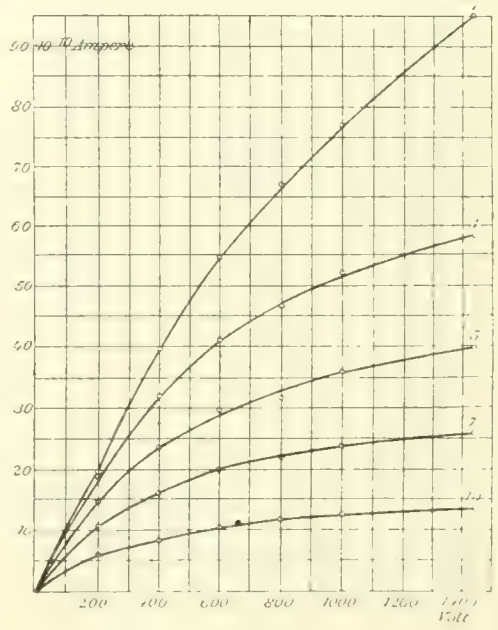


Fig. 1.

sur l'éther une force électromotrice 1500 volts environ, l'électrolyse purifie le liquide dont la conductibité diminue lentement. C'est ainsi qu'ont été obtenues les courbes de la figure 1. La courbe 1 résulte d'expériences faites 2 heures après le remplissage de l'appareil et après la mise en communication avec une batterie de 1440 volts, la courbe 10, 255 heures après. Cette dernière ressemble tout à fait aux courbes de saturation des gaz ionisés.

L'existence de la saturation dans un liquide électrolytique peut-être prévue *a priori*, grâce à la formule de M. Langevin

$$= \frac{\alpha}{4\pi}(k_1 + k_2)$$

α étant le coefficient de recombinaison des ions k_1 k_2 leur mobilité : un nombre plus petit que un. E. Bauer.

1. *Phil. Mag.*, **16** (1908), 555-566.

Radiations

L'absorption des rayons de Röntgen. — G. Barkla et A. Sadler (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 739-760). — Quand on fait tomber des rayons de Rontgen sur des lames de différents métaux, on obtient des faisceaux de rayons secondaires homogènes, c.a.d. de pénétration parfaitement définie ; cette pénétration varie beaucoup avec le métal[1].

En intercalant différents corps sur le trajet de ces rayons X homogènes, les auteurs étudient leur transmission et leur absorption par la matière.

Un calcul simple leur permet, grâce aux résultats d'expériences antérieures, d'éliminer l'action des rayons tertiaires. Voici les principales conclusions du travail :

Pour des radiations très absorbables, le rapport entre les coefficients d'absorption de deux substances quelconques reste pratiquement constant pendant que le pouvoir de pénétration varie considérablement. Cette loi ne s'applique plus dès que la radiation qui tombe sur un élément a un pouvoir de pénétration supérieur à celui des rayons secondaires caractéristiques de cet élément, c'est d'ailleurs à ce moment que cette substance commence à émettre des rayons secondaires.

Lorsque la radiation primaire est de plus en plus pénétrante, l'absorption par élément considéré croît, d'abord lentement, puis plus rapidement.

En même temps, l'émission de rayons secondaires homogènes et caractéristiques de l'élément commence, d'abord faiblement, puis avec une intensité considérable.

L'absorption croît jusqu'à une valeur qui est plusieurs fois plus grande que celle relative aux rayons plus mous.

Lorsque les rayons primaires deviennent encore plus pénétrants, l'absorption passe par un maximum pour décroître ensuite. L'intensité des rayons secondaires diminue en même temps.

Dans le cas des rayons pénétrants et pour des éléments à faible poids atomique, l'énergie des rayons secondaires de même pouvoir pénétrant que les rayons primaires qui les produisent est une fraction considérable de l'énergie absorbée.

Dans les autres cas, cette fraction est faible.

E. Bauer.

Note sur l'absorption de la lumière ultra-violette par des solutions diluées. — F.-B. Pidduck (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 710-715). — Étude de l'absorption de la lumière ultra-violette, par des solutions et de Na Cl K Br, etc. L'appareil récepteur des rayons est une lame de zinc reliée à un électromètre. E. Bauer.

Les propriétés électriques et optiques du sélénium métallique. — A.-H. Pfund (*Phys. Zeitsch.*, 15 mai 1909, **10** 541 A). — L'auteur, qui s'est déjà fait connaître par des recherches sur ce sujet, expose ici quelques résultats nouveaux qu'il espère compléter plus tard. Le problème qui l'occupe est le suivant : la diminution de résistance du sélénium sous l'action de la lumière est-elle liée à une absorption sélective ? La courbe de sensibilité du sélénium en fonction de la longueur d'onde présente un maximum très accusé à 700 $\mu\mu$. Un semblable maximum se retrouve-t-il sur les courbes d'absorption ou de pouvoir réflecteur du sélénium.

Les éléments au sélénium sont fabriqués en étalant sur une lame de verre plane une couche mince de sélénium amorphe. Sur la lame on enroule ensuite quatre brins de fil de cuivre identiques, puis on enlève le deuxième et le quatrième brins, de façon à n'avoir plus que deux fils parfaitement équidistants. Il suffit alors de chauffer pendant 5 minutes à l'étuve à 180° pour transformer le sélénium amorphe en sélénium métallique et obtenir des éléments d'une résistance de 2.10^7 ohms et d'une grande sensibilité.

A l'aide de ces éléments, M. Pfund a construit de nouvelles courbes de sensibilité en fonction de la longueur d'onde. La lumière d'une lampe Nernst, dispersée par un spectroscope est reçue sur une fente qui permet d'isoler telle radiation déterminée, qu'on envoie ensuite soit sur un radiomicromètre de Boys, soit sur la pile au sélénium. On s'arrange de façon à employer la même quantité d'énergie dans chaque domaine spectral. Avec ce dispositif le maximum de sensibilité à 700 $\mu\mu$, a été retrouvé avec une extrême netteté.

La courbe du pouvoir réflecteur a été construite à l'aide d'un miroir de sélénium de 2 millimètres d'épaisseur coulé sur verre, que l'on comparait à un miroir d'argent (les mesures de Hagen et Rubens font connaître le pouvoir réflecteur de l'argent). Cette courbe ne présente aucune particularité au voisinage de 700 $\mu\mu$. Tout au plus offre-t-elle vers 600 $\mu\mu$ un maximum peu accentué.

La courbe du pouvoir absorbant a été construite au moyen d'une couche mince de sélénium obtenue, non sans grande difficulté, par pulvérisation cathodique suivie de recuit. Cette couche avait une épaisseur très faible, égale à $4,5.10^{-6}$ centimètre. La courbe d'absorption qu'elle a fournie ne présente elle non plus aucune particularité à 700 $\mu\mu$. L'absorption diminue constamment lorsqu'on passe du violet au rouge, en présentant une variation très rapide entre 600 et 700 $\mu\mu$.

La conclusion qui, au premier abord du moins, paraît ressortir de là, c'est que la sensibilité du sélénium n'est nullement liée à une absorption sélective.

Pourtant M. Pfund trouve qu'une pareille conclusion serait prématurée et il indique une des raisons qu'on peut lui opposer. La lame de sélénium sur laquelle ont été faites les mesures d'absorption et dont l'épaisseur est d'un dixième de longueur d'onde du bleu, rentre tout à fait dans la catégorie des lames métalliques minces étudiées par Longden, Vincent, Palterson, etc., et l'on sait que pour ces lames il existe une épaisseur critique au-dessous de laquelle la résistance électrique croît très rapidement. Si l'épaisseur des lames de sélénium où se produit la modification créée par la lumière est précisément du même ordre, on peut prévoir que les effets de résonance seront marqués par la variation brusque de conductibilité, et les maxima de la courbe de sensibilité ne se retrouveront plus dans les courbes de réflexion et d'absorption. A l'appui de cette interprétation M. Pfund cite le fait suivant : quand on augmente l'intensité de la lumière incidente, la profondeur à laquelle celle-ci pénètre avant d'être réduite assez pour ne plus modifier la résistance augmente pareillement. Alors le maximum de la courbe de sensibilité doit se déplacer quand l'intensité varie. C'est en effet ce qu'a observé M. Pfund, quand l'intensité est 20 fois plus grande, la courbe de sensibilité subit un déplacement d'ensemble vers les courtes longueurs d'onde, et le maximum de sensibilité est légèrement avancé dans le violet. Léon Brou.

Phénomènes cosmiques

Enregistrement de la quantité d'émanation dégagée par le sol. — H. Ebert (*Phys. Zeitschr.*, 15 mai 1909, **10** 547 A). — Depuis les découvertes d'Elster et Geitel, de nombreuses recherches ont montré l'intérêt qu'il y aurait à connaître la quantité des diffé

1. Barkla et Sadler, *Phil. Mag* 1908 550.

rentes émanations qui se dégagent du sol (radium, thorium, actinium) et surtout les lois de variation de ce dégagement en fonction des différents facteurs qui influent sur l'état atmosphérique (état hygrométrique, pression, température, etc.). Le problème ne peut être résolu que par une méthode d'enregistrement automatique. C'est cette méthode que M. Ebert se propose d'expliquer. Les mesures seront publiées ultérieurement par MM. Endros et Kurz.

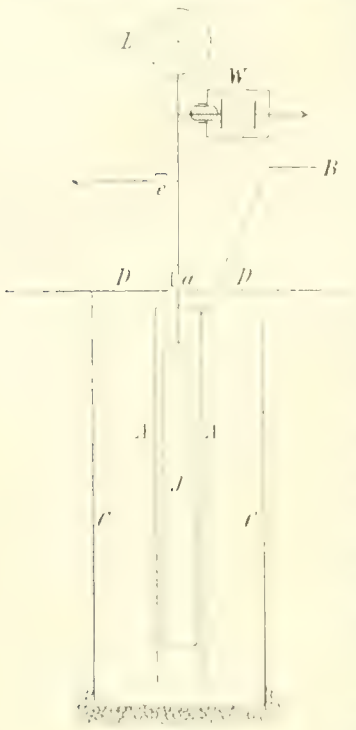


Fig. 1

Une cavité cylindrique (fig. 1) de 45 centimètres de diamètre et 110 centimètres de hauteur est creusée dans le sol. Un condensateur cylindrique AA est suspendu au centre de cette cavité, et relié à un électromètre qui communique par ailleurs avec une résistance Bronson faisant dérivation permanente au sol. Dans ces conditions, le condensateur étant chargé, les ions produits par l'émanation diffusée du sol sont recueillis par l'électromètre, et celui-ci se charge jusqu'à une certaine limite déterminée par la résistance Bronson. L'enregistrement se fait par voie photographique.

Les courbes obtenues sont analogues à celles de la figure 2. Elles présentent une période diurne très marquée et paraissent également posséder une période annuelle. Le maximum principal a lieu le matin, un maximum secondaire, moins accentué, s'observe à midi ou peu après midi. Les heures des maximum varient d'un jour à l'autre et sont en corrélation évidente avec celles du lever et du coucher du soleil. Les courbes sont aussi influencées par différents facteurs météorologiques, rayonnement solaire, dépression barométrique, état de plus ou moins grande perméabilité du sol.

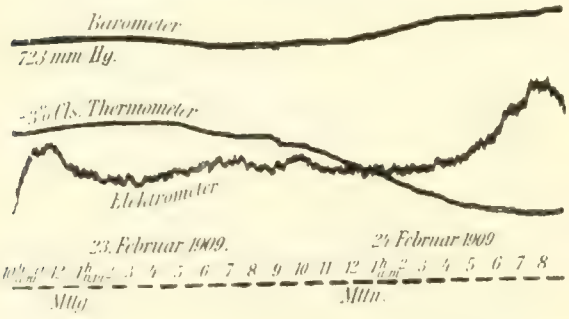


Fig. 2.

Léon Broch.

Les tourbillons solaires de Hale. — Brester. (*Proc. roy. Acad. Amsterdam*, 9 (1909) 592-599). — M. Hale a récemment émis l'hypothèse[1], avec des réserves, que les taches solaires étaient des tourbillons absorbant continuellement, dans l'atmosphère du soleil, de l'hydrogène qui ressort quelquefois des taches sous forme de nouvelles protubérances ou de flocculi. L'auteur donne un certain nombre de raisons contre cette hypothèse, — égalité des vitesses angulaires des flocculi à toutes les latitudes, petit nombre des taches qui présentent un aspect tourbillonnaire (2 à 3 0/0), immobilité des flocculi de calcium probablement un peu plus près des taches que les flocculi d'hydrogène. Il affirme que son opinion de la non-existence d'un mouvement tourbillonnaire matériel n'est pas non plus ébranlée par la belle découverte qu'a faite récemment M. Hale du dédoublement par effet Zeeman de certaines raies du spectre des taches[2].

Pour lui, ce que M. Hale appelle des tourbillons solaires serait simplement des *aurores solaires*. Des taches, sortiraient normalement d'énormes faisceaux de rayons électriquement chargés, qui seraient émis par les substances radioactives existant probablement dans le soleil. De même que ces faisceaux, en atteignant la Terre, peuvent être une cause des aurores polaires (cause occasionnelle seulement, comme l'a montré M. Villard), ils produiraient des aurores polaires en traversant l'atmosphère solaire. C'est à la luminescence qu'ils produiraient dans cette atmosphère qu'il faudrait attribuer les protubérances et les rayons qui semblent partir de la couronne. La matière proprement dite de la surface solaire resterait sensiblement en repos, et les apparences tourbillonnaires seraient dues uniquement à ces rayons. M. Brester fait un certain nombre de remarques ingénieuses à l'appui de sa thèse. Il signale, par exemple, que le plus grand nombre des lignes spectrales fournies par les aurores polaires se retrouvent également dans le spectre des protubérances et de la couronne, raies que l'on doit attribuer aux éléments Néon, Argon, Krypton, Xénon. En ce qui concerne les changements observés par M. Hale dans la longueur d'onde de certaines raies du spectre des taches, l'auteur les attribue, conformément à sa théorie, à l'effet Doppler. Mais il ne donne aucun développement sur ce point capital. Il nous semble cependant que les changements de longueur d'onde par effet Doppler et par effet Zeeman sont aisément discernables. Les preuves données par M. Hale dans sa récente conférence devant la Société française de physique nous paraissent, sur ce point, apporter un appui très solide à sa théorie.

Louis Dunoyer.

Comparaison des raies du spectre de l'arc électrique et du Soleil. Pression de la couche renversante de l'atmosphère solaire. — Ch. Fabry et H. Buisson. (*C. R. Académie des Sciences*, **148** (1909) 688). — On sait que les longueurs d'onde des raies d'émission dans l'arc ou l'étincelle, et des raies d'absorption dans les gaz ou les vapeurs froids ou chauds, croissent avec la pression. Les auteurs se sont proposé, en employant leur méthode interférentielle, si précise, de mettre à profit cette augmentation de longueur d'onde pour évaluer la pression de la couche renversante du soleil. Les comparaisons ont été faites entre des raies de l'arc au fer et les mêmes raies du soleil, ces dernières étant choisies parmi les plus fines, et correspondant à une intensité au plus égale à 8 dans les tables de Rowland; les mesures ont porté sur environ une soixantaine de raies.

1. Hale, *Astrophysical Journal*, septembre 1908.
2. Hale, *Nature*, 20 août 1908.

Les déplacements observés sont très différents d'une raie à une autre. Dans la majorité des cas, quand on passe de l'arc au soleil, on a un accroissement de quelques millièmes d'unités A, mais de nombreuses raies se comportent autrement, soit manifestant un déplacement beaucoup plus grand dans le même sens, soit se déplaçant en sens inverse. Ces différences sont expliquées par les auteurs en faisant observer comment, dans l'arc, certaines raies ont tendance à un élargissement dissymétrique dans un sens ou dans l'autre. Élargissement, qui, variant avec le courant de l'arc, par exemple, ne donne pas toujours la vraie position qu'aurait la raie si la cause de l'élargissement était supprimée.

En se bornant à examiner les raies à élargissement symétrique les auteurs arrivent à cette conclusion que dans la région de l'atmosphère solaire où se produit l'absorption par la vapeur de fer, la pression est de 5 à 6 atmosphères.

L. Matout.

Quelques problèmes sur la radioactivité. **A. S. Eve** (*Terrest. Magnet. and Atmos. Elect.*, **14** (1909) 25-36). — Les problèmes que M. Eve signale comme attendant une solution sont les suivants :

1° Le nombre des ions positifs dans l'atmosphère au voisinage du sol est-il réellement plus grand que celui des ions négatifs?

2° S'il en est ainsi, quelle est la cause de cet excès?

3° Quelles sont les quantités relatives, au-dessus des continents et au-dessus des océans, des produits du radium et du thorium?

4° Tandis que la théorie radioactive de l'ionisation de l'atmosphère rend parfaitement compte des observations au-dessus des continents, les quantités de matières radioactives dans l'air marin et dans l'eau de mer semblent être trop petites pour rendre compte de l'ionisation et de la conductibilité de l'air à la surface de l'Océan.

5° Comment s'est formé et comment s'est entretenu l'excès d'uranium duquel a dérivé le radium existant dans la Terre?

Ce très intéressant article a pour but de montrer comment ces divers problèmes se posent.

Tout d'abord, en effet, il n'est pas encore certain que les appareils employés pour mesurer la conductibilité de l'air, celui d'Ebert-Gerdien et celui de Schering, ne laissent pas échapper un certain nombre des centres chargés, les moins mobiles.

En second lieu, l'auteur rend compte des expériences qu'il a faites au cours d'une traversée de l'océan Atlantique, sur les dépôts actifs recueillis par un long fil chargé négativement. Après l'exposition, qui durait quelques heures, le fil était enroulé sur une bobine en cage d'écureuil, placée à l'intérieur de la boîte d'un électroscope à feuilles d'or installé, avec son échelle et son microscope d'observation, de manière à n'être influencé que par le tangage, d'ailleurs très faible. Il ne semble pas y avoir de différence systématique entre les résultats obtenus à Montréal et au milieu de l'Océan. Ce résultat était inattendu, car la teneur de l'eau de mer en émanation est, d'après Joly[1], 240 fois moindre que celle des roches, d'après Strutt (correspondant à $5,8.10^{-12}$ grammes de radium par cc.). D'autre part, Dike n'a trouvé aucun dépôt actif au milieu de l'océan Pacifique.

En discutant ensuite les résultats des expériences de Satterly[2] et d'Ashman[3] sur la teneur de l'atmosphère en émanation, et en les rapprochant d'anciennes expériences personnelles[1], M. Eve conclut que l'atmosphère doit contenir en moyenne 1,4 atomes d'émanation du radium, par centimètre cube, ce qui correspond à environ 70.10^{-12} grammes de radium en équilibre par mètre cube.

D'autre part, Rutherford a indiqué comme nombre d'ions produits par une particule α provenant du radium et de ses produits, 130 000; il en résulte que le nombre d'ions produits par seconde et par centimètre cube dans l'atmosphère doit être :

$$10^{-6} \times 100 \times 10^{-12} \times 5 \times 5,4 \times 10^{10} \times 1,3 \times 10^{5}$$
$$= 1,3 \text{ environ},$$

puisque le nombre de particules α chassées par 1 gramme de radium en équilibre radioactif est, également d'après Rutherford, $5,4 \times 10^{10}$. L'effet ionisant des rayons β et γ est ici négligé devant celui des rayons α.

Si l'on compare cette valeur aux nombres 9 et 2,5 (ions par cc.) donnés antérieurement par l'auteur et par Satterly, et si l'on remarque que l'atmosphère doit également renfermer du thorium (voir plus loin), on peut admettre que le nombre d'ions produits par seconde dans un centimètre cube d'air par les matières radioactives ne doit guère dépasser 5.

Cependant, d'après la valeur du coefficient de recombinaison et le nombre moyen d'ions existant à un moment donné dans un centimètre cube d'air (2500 environ, si l'on remarque que beaucoup de gros ions échappent à l'appareil d'Ebert, qui fournit habituellement des nombres compris entre 1000 et 2000), on trouve que le nombre d'ions formés par seconde doit être 9 à 10 environ.

Il y a donc 7 ions par centimètre cube et par seconde que les matières radioactives de l'atmosphère ne fournissent probablement pas. L'auteur les attribue à un rayonnement γ très pénétrant, provenant de matières radioactives contenues dans le sol. A ce point de vue des déterminations nouvelles du coefficient d'absorption des rayons γ par la matière seraient intéressantes. En adoptant pour le coefficient exponentiel d'absorption la loi de proportionnalité à la densité du milieu, on trouve alors que les deux causes principales d'ionisation précédentes expliquent bien, numériquement, la formation des ions au-dessus des continents; mais cette théorie conduit, pour la surface des océans, à une valeur beaucoup trop faible (la moitié environ de la première) qui ne rend pas du tout compte des résultats expérimentaux.

Louis Dunoyer.

Observations récentes sur l'électricité atmosphérique. — **P. H. Dike** (*Am. Journ. Sc.*, (4) **27** (1909) 197-209). — M. Dike paraît s'être proposé, dans cet article, d'exciter le zèle de ses compatriotes pour les recherches d'électricité atmosphérique, zèle qui doit avant tout être ordonné, comme il l'explique, et concentré dans quelques observatoires bien installés, les efforts individuels étant destinés, dans ce domaine, à rester partiellement stériles. Dans un ordre d'idées voisin, il est clair que le « Department terrestrial Magnetism » de l'Institut Carnegie, à Washington, dont M. Dike fait partie, peut rendre les plus grands services. Nous n'analyserons donc pas en détail cet exposé qui contient seulement comme contribution personnelle les résultats obtenus par M. Dike sur la conductibilité de l'air au-dessus de l'Océan Pacifique, au cours du voyage de recherches exécutées en 1906-1908 par le *Galilée*. L'appareil employé était du type Gerdien (on empêche la saturation par un courant d'air rapide). Pour le calcul de la conductibilité on a admis la même valeur moyenne que sur terre pour le champ électrique

1. *Le Radium*, **5** (1908), 114-507.
2. *Le Radium*, **5** (1908), 547.
3. *Le Radium*, **5** (1908) 368.

1. *Phil. Mag.*, 1905.

vertical. Il a trouvé pour la conductibilité λ_p due aux ions positifs

$$\lambda_p = 1,605.10^{-4} \text{ unités électrostatiques.}$$

et pour les ions négatifs

$$\lambda_n = 1,435.10^{-4} \text{ unités électrostatiques.}$$

tandis que Gerdien a trouvé sur terre $\lambda_p = 1,155.10^{-4}$ et $\lambda_n = 1,120.10^{-4}$. Le courant vertical serait donc un peu plus grand sur l'Océan Pacifique que sur les continents. Les mesures ont été faites avec un électroscope à feuilles d'or dont l'emploi à la mer ne laisse pas de présenter des difficultés. D'autre part l'auteur n'a pu déceler dans l'air aucune quantité mesurable de radioactivité induite, d'où il résulte d'après lui, que la quantité de produits radioactifs présents dans l'atmosphère est tout à fait insuffisante pour expliquer la conductibilité normale de l'air. Il est vrai qu'Eve a trouvé au-dessus de l'Océan Atlantique la même quantité d'émanation que sur les continents.

Les recherches dont M. Dike présente un résumé portent sur les questions suivantes : gradient du potentiel atmosphérique, décharges lumineuses des canalisations électriques à haut voltage, conductibilité de l'air [Gerdien, Dike, C. T. R. Wilson (voir *Radium* 6 (1909) 29, Shering], Radioactivité de l'air [Satterly (voir *Radium* 5 (1908) 347), Ashman (voir *Radium* 5 (1908) 368, Eve (voir *Radium* 5 (1908) 347) pour le dosage de l'émanation, — Gerdien (voir *Radium* 5 (1908) 110) pour la mobilité des centres qui portent les produits radioactifs], et ionisation en vase clos [Strong (voir *Radium* 5 (1908) 110 et 6 (1909) 26 et 95)].

Louis Dunoyer.

La radioactivité de l'atmosphère en Californie et en Colorado, et le parcours des particules α émises par le radium B. — Frédéric A. Harvey (*Phys. Rev.*, 23 (1909) 188-216). — Après avoir résumé les résultats obtenus par Elster et Geitel, Rutherford, Allen, Blanc, l'auteur indique que ses recherches ont pour objet : 1° de déterminer les conditions qui régissent les rapports variables entre les masses de matières radioactives diverses qui se déposent sur un fil chargé négativement et exposé à l'air ; 2° de mesurer le parcours des particules α émises par ces dépôts actifs, de celles en particulier qui constituent le rayonnement très absorbable et de déterminer à quel composant cette radiation est due. Des recherches de ce genre n'avaient pas encore été faites en Californie et au Colorado. Il serait évidemment très intéressant de comparer les résultats de recherches semblables effectuées en divers points du globe. Malheureusement on ne peut guère encore, nous semble-t-il, avoir qu'une confiance modérée dans de telles comparaisons, car les conditions précises de formation du dépôt actif sont encore bien mal connues. C'est ainsi par exemple que le voltage du fil a une importance considérable sur la composition du dépôt actif.

Le fil, qui avait de 14 à 38 mètres de long, était tendu à 5 mètres au-dessus du sol ; il était chargé par une machine Wimshurst. La décroissance d'activité du dépôt était étudiée par plusieurs méthodes, en mesurant l'ionisation produite par les rayons α : 1° électroscope à feuilles d'or, observé de diverses manières et étalonné au moyen d'un échantillon connu d'oxyde d'urane ; 2° électromètre à quadrants employé à la manière ordinaire (hétérostatique) ; 3° méthode de compensation indiquée par Allen[1], le courant de compensation étant fourni par une mince couche d'oxyde d'urane. Les 3 méthodes ont donné des résultats identiques. La première a été la plus employée comme étant la plus commode.

Pour déterminer la proportion des sous-produits du radium et du thorium dans le dépôt actif, l'auteur compare la courbe de décroissance observée, avec la courbe de décroissance de l'activité induite sur un fil chargé au même potentiel et exposé pendant trois heures à l'émanation renfermée dans un récipient ; cette dernière courbe de décroissance correspond à l'équilibre radioactif entre les radiums A, B et C. On la fait coïncider avec la courbe observée pour la 30e minute et la différence entre la valeur observée pour l'activité au bout de 3 heures et l'activité calculée d'après la courbe de comparaison est attribuée au thorium ; c'est là une première approximation d'où l'on peut déduire une valeur plus exacte des parts dues au radium et au thorium pour la 30e minute.

La période de décroissance de l'activité à la moitié de sa valeur varie dans de larges limites, et surtout la part d'activité due au thorium de 1,8 à 70 pour 100 de l'activité totale.

Cette part est beaucoup plus grande quand le fil est chargé à un faible voltage (— 1700 volts, par exemple, au lieu de — 4000), et ceci explique, d'après l'auteur, la grandeur des proportions du thorium trouvées par Blanc à Rome, car il opérait sous — 500 volts seulement.

Elle est également très sensible aux changements barométriques ; elle décroît pendant une ascension rapide du baromètre ; on se l'explique facilement si l'on suppose que les émanations du radium et du thorium diffusent à partir du sol, puisque la période de la première est de 3,7 jours et celle de la seconde 54 secondes. Ce n'est pas la valeur *actuelle* de la pression qui importe, mais le sens et la rapidité de sa *variation*.

Enfin elle est notablement plus grande quand règnent à San Francisco les vents d'Ouest ; cela est en désaccord avec les résultats de Pacini[1] pour la Méditerranée, et ceux de Dike pour le même Océan Pacifique[2]. Par les mêmes vents, l'activité totale est d'ailleurs minima.

L'auteur a constaté que le dépôt actif sur le fil émet un rayonnement peu pénétrant ; le parcours des rayons α qu'il émet est en première approximation de 2,7 à 4,5 millimètres ; on obtenait cette première approximation en traçant la courbe de l'ionisation dans une chambre d'ionisation dans laquelle pénètre le rayonnement α, en fonction du nombre de feuilles d'aluminium interposées ; cette courbe présente un point d'inflexion, de l'abscisse duquel on déduit le parcours. Mais si on trace cette courbe 30, 50, 60 ou 140 minutes après la fin de l'exposition du fil, on constate que le point d'inflexion est de moins en moins marqué de l'une à l'autre ; puisqu'il existe dans la première c'est que le rayonnement absorbable n'appartient pas au radium A transformé au bout de 10 minutes ; puisqu'il n'existe plus dans la quatrième qui correspond presque exclusivement au rayonnement du radium C, ce rayonnement peu pénétrant ne peut être dû qu'au radium B.

Finalement le parcours des rayons α composant ce rayonnement a été déterminé d'une manière plus précise en construisant la courbe de l'ionisation en fonction de la distance du fil, roulé sur un plateau mobile, à la chambre d'ionisation. Ce parcours est de 2,6 à 5 millimètres dans l'air.

Louis Dunoyer.

Note sur la variation du nombre d'ions dans l'atmosphère libre. — D. Isitani (*Proc. Tokyo Math. Phys. Soc.*, (2) 4 (1908) 416-421). — L'auteur donne d'abord les moyennes horaires du nombre d'ions obtenus en mai et juin 1908 à l'observatoire météorologique de Tokyo, et à Kusatsu, dans les montagnes. Pas d'indications relatives à l'appareil employé. A Tokyo le nombre des ions

1. Voir *Le Radium*, 5 (1908), 65.

1. Voir *Le Radium*, 5 (1908), 110.
2. Voir *Le Radium*, 6 (1909), 255.

positifs a augmenté du lever du soleil à 10^h, devient minimum à midi et atteint un maximum très étalé vers 14 à 15^h. La variation du nombre des ions négatifs est analogue mais plus faible. A Kusatsu, par temps calme et froid (mars-avril 1908) la marche était différente : décroissance depuis le lever du soleil jusqu'à midi, puis nouvelle et lente augmentation jusqu'au coucher du soleil.

Les résultats de Tokyo peuvent avoir été compliqués par la présence plus abondante des poussières; ceux de Kusatsu paraissent assez en harmonie avec les explications proposées pour ces variations (pression atmosphérique, diffusion, recombinaison, etc.).

Des observations ont été faites par temps de pluie ou de neige. La pluie abaisse au-dessous de l'unité le rapport $\frac{n_+}{n}$ généralement plus grand que 1. Par temps de neige et vent violent ce rapport a atteint la valeur 5,92; en même temps le nombre des ions des deux signes était parfois considérablement réduit. Pas de résultats d'ensemble.

Louis Dunoyer.

Technique

Détermination des faibles capacités au moyen de l'électromètre à fils. — **Th. Wulf** (*Phys. Zeitschr.*, 15 avril 1909 **10** 253 A). — L'auteur indique une méthode simple pour la mesure des faibles capacités (jusqu'à 20 unités) basée sur l'emploi de l'électromètre à fils. Cette méthode a été appliquée en particulier à la détermination des variations de capacité de l'électromètre lui-même en fonction de la charge et a permis d'établir pour les variations, dans le cas le plus défavorable, ne dépassant pas 1,5 pour 100.

La méthode repose sur l'équation bien connue

$$Q_1 = c_1 V_1 + c_{12} V_2.$$

On commence par charger l'électromètre au potentiel V_0 (lu sur l'appareil lui-même), puis on charge le conducteur auxiliaire au potentiel V_2 (lu de la même façon), ce qui amène une variation du système isolé de V_0 à V_1 et l'on a

$$c_1 V_0 + Q_2 = c_1 V_1 + c_{12} V_2$$

D'où

$$c_{12} = c_1 \frac{V_0 - V_1}{V_2}$$

Si c_1 (capacité de l'électromètre) est donnée par la construction, l'équation précédente fait connaître une fois pour toutes c_{12}, et alors elle peut être utilisée inversement à la détermination de capacités inconnues c'_1 reliées aux fils de l'électromètre. Si l'on s'arrange de façon à avoir $V_1 = 0$, on retombe sur la méthode de Harms. Léon Bloch.

Sur l'occlusion des restes gazeux dans les tubes à vide et la production de bulles gazeuses à la surface du verre. — **R. Pohl** (*Verh. d. D. Phys. Ges.*, **11** (1909) 155-160). — Suite de la discussion entre l'auteur et Campbell Swinton sur l'occlusion des gaz par les parois des tubes à vide (voir *Le Radium*, **5**, 1908, 1257 et **6**, 1909, 145). L'auteur montre que toutes les expériences de M. Campbell Swinton s'expliquent en admettant que l'origine des bulles gazeuses à la surface du verre est due à un phénomène chimique : soit au dépôt d'aluminium sur le verre dans les tubes à électrodes, soit à la décomposition du verre par les rayons cathodiques, dans les tubes sans électrodes. E. Bauer.

REVUE DES LIVRES

Die Strahlen der Positiven Elektrizität, par **E. Gehrcke** (11 × 22), 124 pages (S. Hirzel, éditeur, Leipzig, 1909). Prix : M. 4,50.

On connaît les beaux travaux de Gehrcke et Reichenheim sur les *rayons anodiques*. M. Gehrcke a eu l'heureuse idée de réunir en un petit livre d'une centaine de pages les principaux résultats obtenus dans ce domaine, et pour en augmenter la portée il les a rapprochés de ce qu'on sait actuellement sur les autres *rayons d'électricité positive*.

Une première partie traite de la décharge dans les tubes à vide et des rayons canaux. D'importants paragraphes sont consacrés aux rayons anodiques de striction et aux anodes incandescentes dans le vide. Le spectre des rayons canaux et anodiques, l'effet Doppler-Stark, les déterminations quantitatives de v et de $\frac{e}{m}$ sont exposés avec grand détail. Signalons aussi l'étude des rayons canaux d'origine photoélectrique, et les expériences récentes sur l'équilibre entre particules chargées et non chargées dans les rayons canaux.

La seconde partie traite des rayons α des corps radioactifs et est nécessairement moins originale que la première. Indiquons un chapitre final où il est question des prétendus *électrons positifs*, quelques notes complémentaires et une excellente bibliographie. **Léon Bloch.**

La Radioactivité, par **A. Battelli, A. Occhialini, S. Chella** (16 × 24), 438 pages (G. Laterra et Figli, éditeurs, Bari, 1909). Prix : L. 8.

Sans avoir la haute portée et l'originalité puissante de l'ouvrage de Rutherford, ce livre est une adaptation très bien faite et très au courant des principaux traités concernant l'ionisation et la radioactivité. Il a surtout pour objet de mettre le public italien en mesure d'embrasser rapidement l'ensemble des résultats aujourd'hui acquis dans ce domaine. Les auteurs, dont les travaux personnels garantissent la compétence et l'esprit critique, ont eu le soin de rester extrêmement élémentaires, tout en n'oubliant rien d'essentiel. Aux questions de radioactivité pure, ils ont adjoint les questions, presque inséparables des précédentes, qui se rattachent à la notion de corpuscule et de masse électromagnétique. Leur livre constitue pour le lecteur italien un mémento indispensable, et nous souhaitons qu'il en existe bientôt un semblable pour le lecteur français.

Léon Bloch.

1 J. Cousin. Voir *Le Radium*, Avril 1905.

Die Luftelektrizität — Methoden und Resultate der neueren Forschung, par **A. Gockel** (15 × 22), 180 pages (S. Hirzel, éditeur, Leipzig, 1908). Prix : M. 6.

Ce petit livre est un très bon exposé d'ensemble des recherches modernes touchant l'électricité atmosphérique. Un premier chapitre traite de la conductibilité électrique de l'atmosphère. Il débute par un historique assez détaillé, contient une description sommaire des appareils usités aujourd'hui (électroscope, électromètre, appareils aspirateurs, ionographes), et donne les résultats les plus généralement observés en ce qui concerne les variations de conductibilité de l'air avec la situation géographique, les circonstances météorologiques, l'altitude, quelques renseignements intéressants sur la période diurne et annuelle de l'ionisation. Un second chapitre traite spécialement du champ électrique terrestre. Sans dissimuler les difficultés théoriques et pratiques qui sont inséparables de l'emploi des collecteurs, surtout dans les observations en ballon, l'auteur résume les données qui peuvent être provisoirement admises en ce qui concerne le gradient terrestre (variation avec l'altitude, la latitude à la surface de la mer, variations diurnes et annuelles). Ce chapitre contient des rapprochements intéressants entre la variation du potentiel terrestre et celle de l'ionisation atmosphérique. Les courants électriques au sein de l'atmosphère font l'objet du chapitre III. Le courant de conduction vertical, l'électrisation qui accompagne les précipitations atmosphériques, l'origine des orages électriques, l'influence du magnétisme terrestre, les courants dans les hautes couches de l'atmosphère, les aurores boréales, tels sont les sujets étudiés et décrits avec beaucoup de soin par M. Gockel. Les courants telluriques font l'objet d'un chapitre spécial, et l'auteur insiste sur les périodicités observées et fait des rapprochements intéressants avec le magnétisme terrestre. Enfin, ce petit livre se termine par une énumération des principaux agents ionisants qui contribuent à produire la conductibilité atmosphérique. M. Gockel insiste surtout sur les multiples formes de radioactivité (radioactivité de l'air, du sol, radioactivité des roches, émanations radioactives des roches, radiation pénétrante). Il consacre un mot, trop bref à notre avis, aux autres agents ionisants (lumière ultra-violette, vent, flammes), dont l'importance relative a été mise en lumière par des travaux récents. **Léon Bloch.**

Histoire du développement de la chimie depuis Lavoisier jusqu'à nos jours, par **A. Ladenburg**, traduit par **A. Corvizy**, (16 × 25), 588 pages (Paris, Hermann, éditeur, 1909). Prix : 15 fr.

« Dans les sciences exactes un coup d'œil rétrospectif est indispensable pour l'intelligence parfaite de ce qui est admis aujourd'hui. C'est seulement lorsque vous connaîtrez les théories qui ont précédé les théories actuellement régnantes, que vous comprendrez celles-ci d'une façon nette et précise. » Il n'y a pas de science à laquelle ces mots de M. Ladenburg s'appliquent plus qu'à la chimie, et dont l'histoire soit plus instructive. C'est pourquoi ces leçons pourront rendre de grands services aux étudiants : ils y apprendront comment on a passé des idées des alchimistes et des partisans du phlogistique aux idées modernes atomistiques et énergétiques. Ils comprendront pourquoi les théories qu'on leur enseigne actuellement ont remplacé les théories anciennes ; ils verront ce qu'elles ont de nécessaire et de provisoire. Ils pourront étudier ainsi les lois générales de la chimie d'une manière plus attrayante et plus philosophique que dans les traités didactiques.

L'auteur commence l'histoire de la chimie à la théorie du phlogistique, il montre comment celle-ci a dû être abandonnée après la découverte des gaz et les travaux de Lavoisier. Les idées sur l'affinité et sur les relations pondérales en chimie, d'abord confondues et confuses se précisent peu à peu, grâce aux recherches de Richter, Proust, Berthollet, Dalton, Gay-Lussac, etc.

La théorie atomique se développe pour être bientôt abandonnée à cause de la difficulté qu'on a eue à définir nettement le poids atomique et le poids moléculaire.

C'est par la chimie organique que se fait le progrès de la science à partir de 1850, c'est grâce à elle que triomphe enfin la théorie atomique. L'histoire du développement de cette branche de la chimie, où l'auteur est particulièrement compétent, est traitée d'une façon magistrale.

Les dernières leçons sont consacrées à l'histoire récente de la chimie physique, depuis la découverte de la dissociation jusqu'à celle du radium. **Edmond Bauer.**

Cours de physique, par **H. Bouasse**. Tome V. *Electro-optique, ondes hertziennes.* (16 × 25), 426 pages, (Paris, Delagrave, éditeur, 1909). Prix : 14 fr.

On a déjà rendu compte ici des premières parties de cet ouvrage, et signalé les qualités remarquables de netteté, de concision qui le caractérisent et qui se retrouvent dans le cinquième volume. Nous pouvons noter encore le choix judicieux des exemples concrets illustrant les théories générales.

Espérons que ce livre familiarisera les étudiants de nos facultés avec la théorie électromagnétique de la lumière qui n'avait pas encore été exposée systématiquement en français.

Le premier chapitre est consacré aux équations fondamentales pour un milieu isotrope transparent : équation de propagation, vecteur radiant, étude des ondes planes, phénomène de révolution autour d'un axe.

Dans les chapitres II, III, et IV l'auteur étudie les ondes hertziennes : théorie de l'oscillateur de Hertz, obtention des ondes, propagation dans un diélectrique et le long d'un fil, télégraphie sans fil. Puis il passe aux milieux anisotropes.

L'exposition de la théorie de la double réfraction et des phénomènes connexes (polarisation elliptique, polarisation chromatique, etc.) est extrêmement remarquable ; notons en particulier tout ce qui a trait à l'optique géométrique des milieux anisotropes et aux propriétés physiques des rayons.

Les chapitres suivants traitent de la réflexion sur les corps transparents, isotropes et cristallisés, de la théorie des corps absorbants, et de la dispersion. A propos de la dispersion l'auteur expose les théories modernes de la constitution du soleil (Schmidt, Julius). Il étudie ensuite les phénomènes lumineux dus au mouvement (Chap. X) : propagation dans les milieux en mouvement, théorie de Lorentz, observations à la surface de la terre, aberration, principe de Doppler-Fizeau, vitesse de la lumière.

Les chapitres suivants sont consacrés aux éléments de la dynamique des électrons (masse électromagnétique, théories du rayonnement et du magnétisme), et à l'émission (spectres de raies, séries, phosphorescence et fluorescence, nature de la lumière blanche).

Le dernier chapitre traite de la thermodynamique du vide : pression de radiation, lois de Stefan et de Wien.

Edmond Bauer.

Le Gérant Pierre Augier. 64721. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

ANALYSES

Radioactivité

Sur la radioactivité des sels de potassium. — **E. Henriot** et **G. Vavon** (*C. R.*, **149** (1909) 50-52). — Les auteurs ont cherché à concentrer la radioactivité des sels de potassium par les fractionnements suivants :

1° Cristallisation fractionnée du chlorure ;

2° Précipitation répétée de chlorure en solution concentrée, par l'acide chlorhydrique gazeux ;

3° Précipitations répétées de sulfate de baryum dans une solution de sulfate de potassium.

La moyenne des mesures effectuées par la méthode électrique[1] sur les produits de tête diffère de moins de $\frac{1}{100}$ de la moyenne obtenue avec les produits de queue.

Les auteurs concluent, d'accord avec M. Campbell et Mac Lellan que la radioactivité du potassium est due à cet élément.

Les auteurs ont montré, en outre, que le rayonnement des sels de potassium se comporte dans un champ magnétique comme un *flux d'électricité négative*, ce qui identifie les rayons du potassium à des rayons β. G. D.

Sur l'émanation du radium. — **A. Debierne** (*C. R.*, **148** (1909) 1264-1267). — L'auteur a entrepris depuis plusieurs mois une série d'expériences sur les propriétés de l'émanation du radium à l'état concentré. Ces expériences ont pu être exécutées grâce à l'obligeance de Mme Curie, qui a bien voulu mettre à sa disposition une solution contenant une forte proportion de radium (environ 2 décigr. de radium).

M. Ramsay, en collaboration avec MM. Soddy, Collie et Cameron, a publié plusieurs Mémoires sur la préparation et les propriétés de l'émanation du radium. Les résultats les plus importants indiqués par M. Ramsay et ses collaborateurs sont les suivants : l'émanation est bien un gaz, son volume peut être déterminé ; elle possède un spectre particulier, elle donne lieu à la production d'hélium. Par des expériences récentes, MM. Rutherford et Royds ont confirmé ces résultats ; ils ont décrit très complètement le spectre de l'émanation et en ont donné la photographie, ils ont déterminé également le volume occupé par l'émanation en équilibre avec une quantité donnée de radium. Cependant le nombre qu'ils ont donné, 0mm³,6, pour l'émanation en équilibre avec 1 gramme de radium est très différent de celui indiqué en dernier lieu par MM. Ramsay et Cameron (7mm³ pour la même quantité de radium).

Les observations que l'auteur a faites au cours de ce travail confirment d'une façon générale les résultats précédents. Ils s'accordent particulièrement bien avec ceux de MM. Rutherford et Royds.

L'émanation, dégagée par une solution de radium, se trouve mélangée à une grande quantité d'hydrogène et d'oxygène produits par la décomposition de l'eau, à une quantité plus petite de gaz carbonés et azotés provenant de l'altération de la graisse des robinets, et enfin à une petite quantité d'hélium.

Pour éliminer les gaz absorbables (H, O, Az, etc.) l'auteur a employé la méthode qui lui a déjà servi en 1905 pour démontrer la production de l'hélium par les sels d'actinium. Par l'action du cuivre et de l'oxyde de cuivre, l'oxygène est absorbé, l'hydrogène est transformé en H^2O et les gaz carbonés en CO^2 ; l'eau est absorbée par l'anhydride phosphorique, le gaz carbonique par la potasse fondue ; enfin l'azote est absorbé par du lithium légèrement chauffé.

L'émanation est séparée de l'hélium par condensation au moyen de l'air liquide. Un dispositif particulier est employé pour obtenir une condensation fractionnée et observer séparément les gaz condensés à des températures différentes, et l'hélium non condensé. Les différentes portions gazeuses sont refoulées à l'aide du mercure dans des tubes capillaires : on établit ensuite la pression atmosphérique et l'on détermine le volume du gaz en mesurant à la machine à diviser la longueur de la bulle gazeuse et le diamètre du tube capillaire. Dans certaines expériences, chaque portion gazeuse a été divisée en deux parties égales ; une partie remplissait un petit tube de Plucker de quelques millimètres cubes de capacité et servait à l'examen du spectre ; l'autre partie était comprimée jusqu'à la pression atmosphérique, et son volume était déterminé.

La portion du gaz la plus fortement radioactive, qui par conséquent contient la plus grande partie de l'émanation, est celle qui se condense entre −175° et −150°. Ce gaz donne un spectre particulier très brillant. Un premier examen des clichés spectrographiques n'a pas montré de différence avec ceux obtenus par MM. Rutherford et Royds. Le spectre de l'hélium est d'abord complètement absent ; il apparaît peu à peu avec le temps et, dans certains cas, il devient très brillant.

Le gaz non condensable donne le spectre de l'hélium pur ; l'auteur n'y a jamais constaté la présence de néon.

Le volume de l'émanation diminue assez fortement pendant les premières heures qui suivent la préparation sous forme de bulle à la pression atmosphérique. Après cette diminution, déjà constatée autrefois par MM. Ramsay et Soddy, le volume est assez bien déterminé. M. Debierne a supposé, comme MM. Rutherford et Royds, que le volume mesuré après la contraction initiale représente le volume de l'émanation.

Le rayonnement pénétrant émis par la bulle gazeuse avant été mesuré et comparé à celui émis par une ampoule contenant une quantité bien déterminée de chlorure de radium pur, il a pu calculer le volume occupé par l'émanation en équilibre avec 1 gramme de radium.

Il a constaté que, pour des durées d'accumulation de l'émanation très différentes, le volume obtenu est toujours proportionnel à l'activité. Ainsi, pour une accumulation de 5 jours, on a obtenu 0mm³,6 pour l'émanation de 1 gramme de radium ; pour une accumulation de 6 jours, 0mm³,52 ; pour une accumulation de 9 jours, 0mm³,61 ; pour une accumulation de 32 jours, 0mm³,59. La moyenne 0,58 est tout à fait d'accord avec le nombre trouvé par MM. Rutherford et Royds.

L'auteur a déterminé aussi les courbes de décroissance de l'intensité du rayonnement émis par les différentes portions gazeuses. Les portions condensables ont donné des résultats très concordants ; la diminution de moitié se produit en moyenne au bout de 3,81 jours.

Pour la petite quantité d'émanation non condensée et

1. *C. R.*, 5 avril 1909. *Le Radium*, **6** (1909) 136.

mélangée à l'hélium, la décroissance observée a été un peu plus lente (diminution de moitié en 4,1 jours). Des expériences sont en cours en vue de confirmer ce résultat et d'étudier cette anomalie[1].

Au cours de ces expériences, l'auteur a observé un curieux phénomène. Les petits tubes contenant l'émanation à la pression atmosphérique ont été le siège de décharges électriques spontanées, visibles en plein jour. Ces décharges sont parfois très fréquentes (certains tubes donnaient une étincelle par minute). Elles se présentent souvent sous forme d'étincelles très fines, pouvant atteindre plusieurs millimètres de longueur, qui se produisent à l'intérieur du verre du tube capillaire. Le tube est alors sillonné de petites fentes résultant du passage des étincelles. Ces étincelles paraissent parfois d'un point très brillant situé sur la surface du tube en contact avec l'émanation. Enfin, quelquefois la décharge électrique se produit à travers l'émanation elle-même qui s'illumine assez fortement. Ces décharges disruptives se produisent seulement avec certaines espèces de verre. Le verre qui présentait le plus fréquemment le phénomène était un verre fusible contenant du plomb et qui, cependant, prenait une teinte violette sous l'influence des rayons de l'émanation.

Des tubes de verre contenant une forte proportion de plomb n'ont pas présenté le phénomène de décharge disruptive.

Ce phénomène peut être attribué à l'accumulation dans le verre des charges électriques des rayons α et β émis par l'émanation, lorsque le verre est un isolant suffisamment parfait. R.

Condensation de l'émanation du radium. — E. Rutherford (*Phil. Mag.*, 17 (1909), 723-729). — Rutherford et Soddy ont montré, en 1903, que l'émanation se condense dans le vide à −150° C.

Le présent travail est consacré à la mesure des pressions de vapeur de l'émanation aux différentes températures.

On fait passer un certain volume d'émanation pure dans un tube capillaire en verre. Ce tube, qui a un diamètre de 0,05 mm et une longueur de 20 cm., est courbé deux fois à angle droit. La partie extrême de 8 cm. de long est verticale ; son extrémité plonge dans un vase de Dewar non argenté, contenant du pentane refroidi par un courant d'air liquide. On mesure les températures au moyen d'un élément fer-nickel.

Comme la purification de l'émanation est longue et difficile, beaucoup d'expériences ont été faites avec de l'émanation à 40 ou 50 pour 100 d'impuretés. On a déterminé alors le vrai volume de l'émanation et sa pression partielle dans le mélange en comparant, au moyen d'un électroscope, son activité à celle d'une préparation étalon de radium.

1. Dans ces Mémoires, j'ai [illegible] (*Phil. Mag.*, [illegible] 1909). M. Hahn a [illegible] une différence analogue dans [illegible]. L'explication la plus simple d'une telle différence, c'est qu'il existe deux émanations distinctes et qu'on [illegible] entre ces deux émanations. On peut [illegible] expérience. La vitesse de destruction de [illegible] dépôts actifs donnés ont des durées [illegible] moyenne [illegible] vient pour [illegible] radioactives, ce qui [illegible] supposer que [illegible], au moment de leur production [illegible] différences entre eux, puisque certains vont se détruire immédiatement et que [illegible] temps [illegible] de se transformer [illegible] différences [illegible].

Le point de condensation s'est montré bien défini dans la plupart des cas. Au moment de la condensation on voyait apparaître à l'extrémité du capillaire un point phosphorescent très brillant dû à l'émanation condensée. On notait la température du bain de pentane au moment où le point phosphorescent disparaissait. Cette température correspondait à la température de condensation initiale à cette pression particulière de l'émanation. Si on diminue brusquement la pression, l'émanation se volatilise rapidement. L'expérience montre que l'existence d'impuretés n'a pas d'influence sur le point de condensation de l'émanation. »

On trouve ainsi :

Pression de vapeur	Température
76 cm.	−65° C.
25	−78°
5	−101°
0,9	−127°

Le point d'ébullition de l'émanation sous la pression atmosphérique est donc de −65°.

Les expériences relatives aux pressions très basses seront publiées plus tard.

« L'expérience montra que lorsque la pression était maintenue constante, l'émanation ne se condensait pas en entier une fois la condensation amorcée ; il fallait augmenter considérablement la pression pour produire une condensation complète. Je ne crois pas que cet effet puisse être attribué à la lenteur de la diffusion de l'émanation dans le tube capillaire. Tout se passait comme si l'émanation n'était pas homogène et si une partie se condensait à une température plus basse que le reste. Des recherches faites en collaboration avec M. Tuomikoski ont confirmé ce point de vue. Nous avons trouvé que, si en condensant l'émanation, on enlève la partie non condensée, celle-ci décroît, en moyenne, suivant une loi plus lente que la partie condensée. »

Le même fait avait été observé par Debierne (*C. R.*, 148 (1264).

Expériences avec l'émanation liquide. — L'émanation condensée dans le tube à la pression atmosphérique semble incolore au microscope. Elle produit une phosphorescence verdâtre très intense du verre.

Dans l'air liquide l'effet est très différent. Quelques secondes après le début de la condensation, l'émanation prend une teinte rougeâtre et devient bientôt orangée. On ne peut savoir si cette émanation est liquide ou solide.

En plaçant à l'extrémité du tube capillaire un tampon de coton imprégné d'air liquide, on peut y condenser toute l'émanation et mesurer au microscope le volume du liquide. Rutherford trouve ainsi un volume d'environ $1,2 \times 10^{-4}$ millimètre cube (plutôt inférieur). Le volume du gaz à la pression atmosphérique était de 0,06 mm³. En admettant que l'émanation est un gaz monoatomique de poids atomique 222, on trouve 5 pour la densité du liquide. Ce nombre n'est pas très éloigné de la valeur 6 qu'on peut déduire approximativement en admettant que le poids atomique est 222 et que le rapport de la densité du liquide au poids atomique reste constant et égal à 0,027 dans la famille des gaz rares. Edmond Bauer.

Sur une nouvelle méthode de séparation de l'uranium X et sur l'activité relative de ce corps. — B. Szilard (*C. R.*, 148 (1909) 115-116). — Au cours d'une série d'essais[1] effectués au laboratoire de

1. *Le Radium*, 6 (1909) 80.

Mme Curie, l'auteur a trouvé que si l'on précipite du sulfate de baryum dans des solutions de substances radioactives, la présence du fer favorise la séparation de certains produits actifs; plus tard il a constaté que le sulfate de baryum précipité par des réactifs soigneusement débarrassés de traces de fer dans une solution ne contenant ni uranium, ni fer, entraîne très peu d'uranium X, et qu'il en entraîne davantage en présence de l'uranium, et encore plus lorsque le fer est également présent.

De plus il a remarqué que la précipitation en fer, surtout à l'état d'hydrate, dans la solution de substances radioactives, entraîne certaines d'entre elles (polonium, radium, etc.). MM. Moore et Schlundt [1] avaient déjà constaté que si l'on sépare l'uranium X de l'uranium par l'emploi de l'acétone, l'addition d'hydrate de fer augmente le rendement. Partant de ces faits, l'auteur a cherché à établir une nouvelle méthode de séparation de l'uranium X.

Il a réalisé la précipitation de l'hydrate de fer au sein de la solution d'urane et a constaté que le rendement est plus avantageux si l'on décompose par la chaleur une solution d'acétate de fer et d'acétate d'uranyle.

Le précipité ainsi obtenu renferme la majeure partie de l'uranium X de la solution uranique; cependant le rendement dépend de l'acidité de la liqueur. Lorsque la solution est très peu acide (acide acétique), le rendement en uranium X est meilleur, mais le précipité renferme également de l'uranium; au contraire, si la solution est trop acide, le précipité ne contiendra qu'excessivement peu d'urane, mais en même temps il sera moins riche en uranium X.

On peut opérer de la manière suivante :

On dissout 50 grammes d'acétate d'uranyle dans 1 litre d'eau distillée tiède, on ajoute ensuite une solution composée d'acétate ferrique, d'acétate d'ammoniaque et d'acide acétique. (Au lieu de l'acétate on peut employer aussi l'azotate, mais en ce cas il faut une plus grande quantité de fer pour arriver au même rendement et il est utile de mélanger à la solution un peu de carbonate d'ammoniaque.) On chauffe la liqueur et on la maintient pendant quelques minutes à l'ébullition : on commence aussitôt la filtration, qui doit être entièrement effectuée avec le liquide chaud. Le précipité est soigneusement lavé à l'eau chaude puis avec une solution de carbonate d'ammonium.

On peut concentrer l'uranium X, redissolvant le précipité dans l'acide acétique et en le reprécipitant partiellement par le même procédé.

Une meilleure méthode de concentration consiste à dissoudre le précipité dans l'acide chlorhydrique et ensuite à agiter cette solution avec une grande quantité d'éther exempt d'alcool; l'éther dissout la majeure partie du fer dont la quantité dissoute dans quelques gouttelettes d'eau peut être réduite au minimum, en répétant l'extraction par de l'éther. La majeure partie de l'uranium X restera toujours dans l'eau.

Le rendement est supérieur à celui obtenu avec les autres méthodes actuellement connues; cependant il n'est point total. En tout cas, avec une seule opération il est facile d'obtenir par gramme d'uranium un produit donnant dans un condensateur cylindrique un courant d'ionisation égal à celui donné par $0^g,05$ d'urane en équilibre. Les dimensions du condensateur sont : hauteur, 25 centimètres; rayon, 7 centimètres; rayon du plateau portant la substance, 5 centimètres.

L'auteur a utilisé cette méthode pour déterminer le rapport entre le pouvoir ionisant de l'uranium X et celui de l'uranium, lorsque ces deux substances sont en équilibre radioactif.

Théoriquement, en répétant les précipitations à des intervalles quotidiens, la précipitation de l'uranium X peut être considérée comme complète, si l'activité du dernier précipité est environ 2,5 pour 100 de l'activité totale de produits précédemment obtenus.

Pratiquement, en répétant 12 fois les précipitations, l'activité de chacune des quatre dernières fractions est environ la même et égale à 4 pour 100 de l'activité totale des produits. Les dernières traces d'uranium X sont évidemment très difficiles à séparer de l'uranium, phénomène qui avait déjà été reconnu par M. H. Becquerel. Le nombre qu'on peut obtenir alors n'est qu'approximatif.

En tenant compte des traces d'uranium entraîné [1] dans les précipités, on trouve, comme valeur moyenne de deux séries de mesures, que le courant d'ionisation produit par l'uranium X en équilibre radioactif avec 1 gramme l'uranium est égal à celui produit par 0,257 d'uranium en équilibre radioactif. Pour tenir compte du rayonnement qui n'était pas utilisé dans le condensateur employé, l'auteur s'est basé sur la connaissance approximative de la loi d'absorption des rayons dans l'air.

Si l'on suppose que le nombre des atomes décomposés par gramme d'uranium et par seconde est environ la deux millionième partie du même nombre pour le radium, on trouve que 1 gramme d'uranium en équilibre radioactif contient environ 2.10^{-11} gramme d'uranium X dont l'activité totale est égale à celle de 0,257 d'uranium en équilibre.

L'uranium X, à l'état de pureté, serait alors 10 milliards de fois plus actif que l'uranium en équilibre radioactif.

R.

Effet de la température sur la vitesse de production de l'uranium X. — **R. W. Forsyth** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 207-209). — Un sel d'uranium X est préparé par la méthode de Crookes.

Deux portions égales sont placées dans deux tubes de quartz dont l'un est maintenu à la température de 1000°, l'autre à la température ordinaire. On compare de temps en temps l'activité β des deux tubes, et on remet le tube chauffé dans le four. Une expérience qui a duré 27 jours n'a pas montré de différence sensible entre les vitesses de production de l'uranium X à 1000° C. et à la température ordinaire.

E. Bauer.

Contribution à l'étude du chlorure d'uranyle. — **Œchsner de Coninck.** — (*C. R.*, **148** (1909) 1769-1770). — Quand on traite du sulfate uranique par par du chlorure de baryum on obtient du chlorure d'uranyle. L'auteur a fait sur ce corps une série de réactions comparativement avec du chlorure d'uranyle préparé par voie sèche. La réduction par l'hydrogène donne de l'oxyde uraneux UO^2. Chauffé jusqu'à fusion avec un excès de potasse caustique on obtient du permanate rouge UO^3K^2, qui se transforme peu à peu en uranate jaune UO^4K^2. La solution de chlorure d'uranyle additionnée de chlorure de baryum et d'un excès d'ammoniaque composée donne un précipité jaune foncé d'uranate de baryum UO^4Ba.

G. D.

Sur les rayons α du radium B. — **Howard L. Bronson** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 393-396). Harvey a publié récemment des « Remarques sur les rayons α du radium B et sur la radioactivité de l'atmosphère », où il énonce entre autres conclusions le fait que le radium B émettrait des rayons α de très petits parcours (2,6 — 3cm) dans l'air, la présence de ce rayonnement très absorbable devant expliquer pour la plus grande partie le phénomène de l'*activité initiale*.

1 *Le Radium*, 3 (1906) 352.

1 La teneur en uranium est déterminée par un dosage.

Le résultat de Harvey se heurte à quatre objections qui semblent considérables :

1° Bronson et Hahn, en étudiant la même question, sont arrivés l'un et l'autre, par deux voies entièrement différentes, à un résultat négatif ;

2° Si le radium B émettait des rayons α, on ne s'expliquerait pas le palier de la courbe de désactivation de l'activité induite sous faible temps d'exposition (Cf. Rutherford, *Radioactivity*, p. 578 ;

3° Dans des expériences de déviation magnétique des rayons α, Rutherford n'a obtenu aucune indication de semblables rayons provenant du radium B ;

4° Les courbes expérimentales de désactivation sont en parfait accord avec ce que prévoit la théorie, en admettant que le radium B n'émet pas de rayons α.

Malgré cela, Bronson a cru bon de soumettre encore une fois au contrôle expérimental les conclusions de Harvey.

Dans une première série d'expériences, on s'est servi d'une chambre d'ionisation constituée par un condensateur plan de 1mm,5 d'écartement, et dont l'armature inférieure est une toile métallique ou une feuille mince d'aluminium. On peut faire varier la distance de ce condensateur au fil de cuivre activé placé sur un plateau parallèle. Aucune des courbes obtenues ne dessine de coude brusque correspondant à l'existence de rayons α à faible parcours. La légère courbure des courants obtenus avec toiles métalliques s'explique très bien par des effets de diffusion.

L'expérience est plus nette encore, si, laissant invariable la distance du condensateur à la préparation radioactive, on fait progressivement le vide dans l'appareil. Dans l'hypothèse où le radium B émettrait des rayons α, on devrait atteindre une pression critique où l'ionisation augmente tout à coup. Au lieu de cela, l'ionisation s'est montrée rigoureusement proportionnelle à la pression entre 76 et 5cm de mercure. Un calcul simple montre que dans l'hypothèse de M. Harvey la courbe aurait eu un coude accusé, nettement visible, même si le parcours des rayons ne dépassait pas 0,5cm.

On est donc en droit de révoquer en doute l'existence de rayons α à faible parcours qui seraient émis par le radium B.

Léon Bloch

Le retard que la traversée des métaux et des gaz fait subir aux rayons α. — T.-S. Taylor (*Am. Phys. Soc.*, 26 avril 1909). — Il a été rendu compte dans ce journal des résultats de l'auteur[1] : l'arrêt qu'une feuille de métal fait subir aux rayons α du polonium diminue, quand le chemin parcouru par les rayons avant d'atteindre la feuille augmente ; ce phénomène est d'autant plus marqué que les feuilles sont plus épaisses et formées d'un métal plus lourd.

Geiger[2] a montré que les rayons sont dispersés par leur passage à travers la lame et posé la question de savoir si les résultats de l'auteur ne seraient pas dus à cette influence. Les expériences ont donc été reprises et ont conduit l'auteur à ce résultat que, malgré la dispersion des rayons α non seulement par le métal mais aussi par l'air traversé, le phénomène premièrement observé n'est pas influencé par la dispersion et ne peut être expliqué par lui.

L'auteur ne donne pas d'indications sur la méthode employée, si ce n'est que, pour avoir des rayons α de plus grands parcours, il a remplacé le polonium par du bromure de radium. Outre la confirmation des résultats antérieurs, on a obtenu les suivants : l'équivalent en air d'une feuille de papier ne varie pas avec le parcours déjà effectué par les rayons quand ils la rencontrent et reste constant, ce de même pour une feuille de cellulod. L'équivalent en air de l'hydrogène, au lieu de diminuer quand le parcours antérieur des rayons α augmente, augmente avec ce parcours. Le phénomène étant lié aux propriétés atomiques de la matière, il n'est pas étonnant que le papier et le cellulod dont les atomes ont les mêmes poids environ que ceux de l'air se comportent de la même manière, et que les métaux aient des propriétés opposées à celles de l'hydrogène.

On a tracé les courbes d'ionisation de Bragg avec la même source de rayonnement, en opérant, soit dans une atmosphère d'hydrogène, soit dans l'air sous pression réduite pour égaler le parcours des rayons α à celui qu'ils effectuent dans l'hydrogène. Ces courbes permettent de retrouver les résultats précédents.

Louis Dunoyer

Note sur le rayonnement produit par l'impact des particules β sur la matière solide. — C. Davisson (*Phys. Rev.*, 28 (1909) 469-470). — Il s'agit d'un essai ayant pour but de voir si l'impact des particules β sur les solides produit quelque rayonnement non déviable analogue aux rayons X.

Le rayonnement β émis par quelques milligrammes de bromure de radium est concentré au moyen d'un champ magnétique sur une plaque de métal ; les rayons s'enroulent en spirales autour des lignes de force, mais, avec un champ de 3500 à 4000 unités, l'ensemble de ces spirales forme deux faisceaux de sens inverse ayant même direction que le champ. L'un de ces faisceaux tombe sur la plaque, sous un angle à 45°, et on observe le rayonnement secondaire à angle droit de la direction du champ, en mesurant l'ionisation produite dans un récipient clos, placé à 45 centimètres de la plaque. On trouve qu'elle est accrue d'une quantité correspondant à la production d'une vingtaine d'ions par centimètre cube et par seconde.

Quelques expériences de projection d'ombres laissent en suspens la question de savoir si le rayonnement se propage bien en ligne droite ; les déviations obtenues pourraient être dues à un rayonnement tertiaire déviable.

Le rayonnement secondaire paraît très doux, car il est diminué de moitié par une feuille de plomb de 0mm,1.

En variant la matière constituant la plaque, on constate que l'intensité de ce rayonnement est une fonction croissante de son poids atomique.

Louis Dunoyer.

L'absorption des rayons γ du radium par le plomb. — Y. Tuomikoski (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 572-574). — Les premières mesures de Rutherford, faites avec une préparation de radium faible et des écrans de plomb peu épais, l'ont conduit à une loi d'absorption à peu près exponentielle. Plus tard MM. Mc Clelland, Wigger et Eve ont montré que cette loi n'est valable que pour le rayonnement qui a déjà traversé 1 à 2 centimètres de plomb, l'absorption dans les premières couches étant plus rapide. Le présent travail a pour objet de vérifier la loi exponentielle pour le rayonnement ayant déjà traversé de grandes épaisseurs de plomb.

Les mesures ont été faites au moyen d'un électroscope à cage d'aluminium muni d'un dessiccant. Un écran de plomb de 5 millimètres coupait tous les rayons β et la plus grande partie des rayons secondaires. On s'est assuré de ce dernier point en constatant qu'un électroscope à cage de plomb donnait pratiquement les mêmes résultats qu'un électroscope à cage d'aluminium. Comme source radioactive on a employé l'émanation sous ampoule de verre ; cette source donnait encore des effets appréciables à travers 19 centimètres de plomb, l'ionisation se trouvant dans ce

1. *Am. Journ. Sc.*, 26 (1908), 169. Voir *Le Radium*, 6 (1909), 57.
2. *Proc. Roy. Soc.*, A, 81 (1909), 174.

cas réduite au 1/5000 de sa valeur primitive (un seul écran de 3 millimètres).

Le coefficient d'absorption déduit des mesures n'est pas constant, il varie avec l'épaisseur de plomb traversée, comme le montre le tableau ci-joint :

Épaisseurs de plomb en cm	λ cm^{-1}
0,4 — 1,0	0,70
1,0 — 2,2	0,58
2,2 — 5,4	0,52
5,4 — 12,0	0,50
12,0 — 15,8	0,59
15,8 — 18	0,25

Comme on le voit, l'absorption ne suit une loi sensiblement exponentielle que pour les épaisseurs variant de 1,5 à 12 centimètres. Au delà de 12 centimètres la courbe présente nettement deux points anguleux, correspondant à une variation de λ de 0,52 à 0,57 et à 0,25. Ce résultat est à rapprocher des conclusions de Kleeman et de Madsen, qui ont distingué deux ou trois faisceaux dans le rayonnement du radium. Léon Bloch.

Action des rayons Becquerel sur la Kunzite. — Stefan Meyer (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 483-484). — La Kunzite prend sous l'action des rayons β et γ une fluorescence rose intense. En présence d'une préparation de radium très active, le minéral perd en quelques jours sa couleur violette et devient vert. Il garde cette couleur ensuite sans changement, et son aspect est celui de la Hiddénite. Il se distingue pourtant de ce minéral parce qu'il conserve sa fluorescence rose.

Une Kunzite décolorée par la chaleur possède la même fluorescence et devient aussi verte par exposition au radium. Cette fluorescence est suivie d'une phosphorescence de plusieurs heures.

La lumière, tant de fluorescence que de phosphorescence, est polarisée, la direction de vibration étant parallèle à l'allongement des fibres de kunzite.

Le minéral devenu vert par exposition au radium redevient violet par exposition à l'arc électrique (à rapprocher de la régénération du saphir et du platinocyanure de baryum). On peut obtenir ainsi artificiellement des échantillons en partie verts, en partie violets. Chauffés dans l'eau vers 40°, ces échantillons ne présentent de fluorescence que dans la moitié verte. L'expérience peut se répéter plusieurs fois sans changement. Léon Bloch.

L'étude des phénomènes discontinus. — Norman Campbell. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1909) 117-156). — S'il est peut-être prématuré de dire avec M. Campbell, que la tendance des théories modernes est de mettre la discontinuité partout, là où la science du XIXe siècle prenait la continuité pour base, il n'en est pas moins vrai que les récents travaux de von Schweidler, Kohlrausch, Meyer et Regener, Geiger, et Rutherford sur les discontinuités dans l'émission du rayonnement des substances radioactives, ont ouvert à la science une voie nouvelle. Il semble cependant que l'interprétation théorique des résultats de Meyer et Regener, d'une part, de Geiger de l'autre, soit insuffisamment discutée. Dans ce mémoire important, mais d'une lecture un peu difficile, M. Campbell reprend complètement la théorie de ces expériences.

1. L'auteur reprend d'abord la théorie de von Schweidler. Considérons une série de s épreuves; chaque épreuve peut amener un événement A dont la probabilité est p, ou un événement B, dont la probabilité est q; ces deux événements s'excluent naturellement. Soit x l'écart entre le nombre le plus probable des épreuves amenant A (soit ps) et le nombre réel des épreuves qui amènent A. Si l'on fait un très grand nombre de séries de s observations, l'on aura

$$(1) \qquad \overline{x^2} = spq \quad \textit{quel que soit } s$$

$$(2) \qquad \overline{x} = \sqrt{\frac{spq}{2\pi}} \quad \textit{seulement si } s \textit{ est grand.}$$

Supposons que les s des épreuves soient la rupture pendant un temps, τ, des atomes d'une matière radioactive, l'événement A correspondant au bris d'un atome dans cet intervalle et B à l'événement contraire. Si l'on observe cette substance pendant un temps T, grand par rapport à τ mais assez petit pour qu'elle reste pendant T de propriétés invariables, on aura

$$s = NT \qquad p = \frac{\tau}{T} \qquad q = 1 - \frac{\tau}{T};$$

et si l'on est en mesure de déterminer, dans chaque intervalle de temps τ, l'écart x entre le nombre le plus probable des atomes brisés et le nombre de ceux qui se sont effectivement brisés, on pourra connaître N par la formule

$$\overline{x^2} = NT\frac{\tau}{T}\left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \quad \text{ou} \quad \overline{x^2} = N\tau.$$

Un premier point établi consiste donc en ceci, qu'il est préférable de mesurer $\overline{x^2}$ plutôt que $\overline{|x|}$ puisque la formule (1) est vraie quel que soit s et non la formule (2). — Il est d'ailleurs facile de voir que si l'on essayait d'observer purement et simplement les fluctuations de l'ionisation d'un gaz par les rayons α, les erreurs accidentelles dues à l'observateur et à l'instrument, masqueraient toujours, quel que soit le temps τ adopté, les fluctuations du rayonnement, — à moins d'employer la méthode de Rutherford et Geiger qui consiste à amplifier l'ionisation produite par une particule α unique[1].

En dehors de cette méthode, il faut compenser la valeur moyenne du courant reçu par l'électromètre par un courant de même ordre de sorte que les déviations de l'électromètre n'indiquent que les variations relatives des deux courants. Meyer et Regener[2] compensent le courant d'ionisation produits par les rayons α du polonium au moyen d'une résistance Bronson ; Geiger compense en moyenne l'une par l'autre deux sources de rayons α.

2. *Méthode de Meyer et Regener.* Soit E la charge communiquée à l'électromètre au zéro et c la capacité du système isolé. La résistance Bronson dissipe graduellement cette charge et la déviation θ de l'électromètre au temps t est donnée par l'équation

$$L\frac{d^2\theta}{dt^2} + p\frac{d\theta}{dt} + L\theta = \frac{k}{c}Ee^{-pt} = 0$$

dont l'intégrale est de la forme

$$\theta = Ae^{\alpha t} + Be^{\beta t} + Pe^{\gamma t}.$$

Les 6 quantités A, B, P, α, β, γ sont des constantes propres à l'ensemble de l'électromètre et de la résistance associées. Leurs valeurs relatives jouent un rôle important dans la discussion.

Supposons que l'électromètre soit isolé de O à I et qu'aux

1. Voir *Le Radium*, 5 (1908) 257.
2. Voir *Le Radium*, 5 (1908) 150.

instants $\tau_1, \tau_2, \ldots \tau_n$ des charges arrivent sur l'électrode isolée, la déviation δ au temps T sera

$$\delta = \sum_{r=1}^{N} A(\tau_r) + B(\tau_r) + P(\tau_r).$$

Toute la difficulté consiste à calculer Δ, ou plutôt Δ^2, en appelant δ la déviation à partir de la position moyenne δ_0. C'est d'ailleurs le quotient $\frac{\Delta^2}{\delta^2}$ que mesurent Meyer et Regener. On trouve

$$(1) \qquad \Delta^2 = \frac{1}{N} f(A, B, P, \alpha, \beta, p)$$

A, B, P contiennent en facteur la charge élémentaire E, qui disparaît car f est le quotient de 2 fonctions homogènes du second degré en A, B, P.

De l'expression (1) et des hypothèses clairement énoncées sur lesquelles la démonstration s'appuie on peut déduire les conditions dans lesquelles l'expérience sera précise et simple. L'auteur arrive à cette conclusion qu'il faut donner à la résistance Bronson une valeur aussi grande que possible, et prendre un électromètre dont la perte propre soit aussi faible que possible. L'écart entre l'amortissement réel et l'amortissement critique est alors sans importance. Le choix d'un électromètre Dolezalek est donc peu indiqué ; un électroscope à feuilles d'or ou à fibre de quartz est de beaucoup préférable.

L'auteur examine le travail de Meyer et Regener à la lumière de cette discussion. La principale critique qu'il fait à ce travail est que le nombre des déterminations de Δ (une centaine) est beaucoup trop petit. Il montre que pour obtenir sur Δ^2 ou sur N une précision de 1 pour 100, il faut utiliser 10^4 observations ; 100 observations ne permettent d'obtenir N qu'à 10 pour 100 près. Pour avoir, dans un laps de temps convenable, ces 10^4 observations, il faudrait s'adresser à l'enregistrement photographique. Cette méthode aurait, en outre, l'avantage de faire intervenir des valeurs de δ'_T distribuées d'une manière quelconque sur la courbe d'enregistrement, tandis que Meyer et Regener semblent ne s'être préoccupés que des maxima de dans un sens ou dans l'autre ; or la détermination visuelle des déviations maxima comporte des erreurs systématiques que l'auteur discute.

3. *Méthode de Geiger.* M. Campbell applique la même analyse à la méthode de Geiger et montre que l'on a cette fois

$$\overline{\Delta^2} = 2N\alpha(1 + \beta) \qquad (2)$$

α et β étant des fonctions des constantes instrumentales. $\overline{\Delta^2}$ est donc ici une fonction de T et nous ne pouvons, pour calculer N, comparer directement les valeurs de $\overline{\Delta^2}$ pour des valeurs différentes de T, ce sont les valeurs de $\frac{\overline{\Delta^2}}{T}$ qu'il faut comparer en donnant chaque fois à T sa valeur propre. *A priori* cette méthode semble donc moins rationnelle que la précédente ; dans les deux cas du reste, le choix de l'électromètre est soumis aux mêmes règles. Mais il est des cas où elle sera pourtant seule applicable, — pour étudier des discontinuités dans la différence entre deux sources par exemple.

D'ailleurs, il est en réalité impossible de réduire à zéro la constante de temps β qui intervient, avec la première méthode, la résistance de Bronson : 1° parce qu'il est impossible d'éviter une légère fuite par les isolants ; 2° parce qu'avec la haute sensibilité de la méthode différentielle nécessaire à ce genre de recherches, un manque de saturation, tout à fait insensible pour les méthodes ordinaires de mesure, peut prendre une grande importance pour la mesure des petites différences entre les intensités de deux courants qui se compensent en moyenne. Un léger défaut de saturation produit une diminution du courant fourni par l'une des sources quand le potentiel de l'électrode est du signe qui corespond à la prépondérance du courant fourni par cette source. Cela équivaut évidemment à une fuite par les isolants.

En ce qui concerne les expériences de Geiger, M. Campbell fait les critiques suivantes :

1° Le faible nombre de ses observations introduit, comme pour Meyer et Regener, une erreur probable de 10 pour 100.

2° Comme le montre la formule (2), l'effet des particules arrivées sur une électrode isolée longtemps avant le moment de l'observation a une importance aussi grande que celui des particules qui viennent d'arriver, puisque $\overline{\Delta^2}$ dépend du temps ; autrement dit la valeur moyenne des fluctuations pendant une courte période doit dépendre de la distance qui sépare cette période du moment où l'électrode a été isolée. Or, Geiger ajoute toutes ces valeurs moyennes, quelle que soit l'époque de l'observation comme si elles étaient comparables.

Après avoir remarqué enfin que Geiger introduit une erreur de 20 pour 100 environ par suite d'une inadvertance de calcul, M. Campbell conclut que l'accord précis obtenu par Geiger entre la théorie et l'expérience, est principalement dû au hasard. Louis Dunoyer.

Électronique

Le mouvement des électrons dans les solides. — J.-H. Jeans (*Phil. Mag.*, 6, **17** (1909) 773-794.

L'auteur a cherché à développer une théorie qui fût indépendante de toutes les hypothèses, impossibles à vérifier numériquement, que l'adaptation directe de la théorie cinétique des gaz a introduite dans la théorie électronique des métaux.

Soit N le nombre des électrons par unité de volume, animés de vitesses se répartissant suivant la loi de Maxwell, e la charge de chacun d'eux, m sa masse, et u la composante moyenne de leurs vitesses suivant l'axe des x ; la composante du courant de conduction suivant le même axe est

$$i_x = Neu. \qquad (1)$$

S'il y a un champ électrique X, on a, en écrivant que pendant le temps dt la quantité de mouvement moyenne varie par suite de l'action du champ et par l'effet des collisions, l'équation fondamentale

$$\frac{d}{dt}(Nmu) = NX - Nku \qquad (2)$$

à la condition que dt soit grand par rapport à la durée d'un libre parcours.

On peut d'ailleurs retrouver cette équation ou une équation en u de la même forme, sans faire l'hypothèse des libres parcours en utilisant simplement la répartition dans l'espace des électrons possédant une énergie potentielle $f(x, y, z)$.

Dans le régime permanent, le premier membre de l'équation (2) est nul. On a donc

$$u = \frac{NX}{Nk} \quad \text{ou} \quad i_x = \frac{NX}{k}$$

ce qui exprime la loi d'Ohm.

L'équation (2) s'écrit donc en désignant par γ la conductibilité pour les courants lentement variables

$$\frac{di_x}{dt} = \frac{Ne^2}{m}\left(X - \frac{i_x}{\gamma}\right) \qquad (5)$$

Si l'on suppose que dans cette équation X est de la forme $X = \cos pt$ on peut facilement en déduire l'énergie dissipée par résistance ohmique et par suite la conductibilité c relative à la fréquence p,

$$c = \frac{\gamma}{1 + \frac{\gamma^2 p^2 m^2}{N^2 e^4}}.$$

Cette formule permet de calculer N en utilisant les résultats expérimentaux de Hagen et Rubens. Avec leurs notations, en effet, si R est le pouvoir réflecteur pour la radiation λ, on a

$$\frac{(100 - R)^2}{(36,5)^2} = \frac{\gamma}{c} = \frac{1 + \gamma^2 p^2 m^2}{N^2 e^4}$$

Pour le platine, l'un des métaux les plus réguliers pour les grandes longueurs d'onde, on trouve pour $\lambda = 40$ $N = 2,5.10^{23}$ et pour $\lambda = 89$, $N = 2,7.10^{23}$. La quantité de chaleur nécessaire pour augmenter l'énergie cinétique moyenne de cet ensemble d'électrons de la quantité correspondant à 1° est 0,75 calorie, tandis que la quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1° un centimètre cube de platine est seulement 0,69 calorie.

Ce résultat, qui s'étend aux autres métaux sauf à l'acier, semble indiquer que l'énergie calorifique d'un métal est entièrement répartie sur les électrons libres. Les atomes formeraient une sorte de réseau stationnaire à travers lequel les électrons se déplaceraient. D'ailleurs, d'après Schuster, le rapport du nombre des électrons libres par centimètre cube à celui des atomes doit être compris entre 1 et 5 ; il y aurait donc deux électrons libres, en moyenne, pour chaque atome. Dans certains corps mauvais conducteurs à la température ordinaire, comme le charbon, le silicium, le bore présentant aussi une exception bien connue à la loi de Dulong et Petit sur les chaleurs spécifiques, un certain nombre de ces électrons pourrait être liés aux atomes à basse température et se libérer peu à peu avec l'élévation de la température, ce qui expliquerait la rapide variation de la chaleur spécifique.

Dans ses conclusions, l'auteur précise encore ce point de vue. Si les chocs des électrons contre les atomes étaient accompagnés d'une agitation de ceux-ci régie par la température, l'énergie cinétique moyenne des atomes serait, en vertu du principe de l'équipartition de l'énergie, égale à celle des électrons, en les supposant animés de mouvement de translation seuls, mais plus probablement double à cause de l'énergie cinétique de rotation. L'énergie cinétique totale par centimètre cube serait donc à peu près triple de ce que fait prévoir la chaleur spécifique. L'énergie transmise aux atomes supposés stationnaires par le choc des électrons, doit se transformer vite en rayonnement.

L'auteur consacre aussi plusieurs pages à l'établissement de la loi de Kirchhoff et à l'émission du rayonnement. Il retrouve, pour les grandes longueurs d'onde, la loi de répartition de l'énergie donnée par l'expression $\frac{8\pi RT\,d\nu}{\nu^4}$, laquelle correspond aussi à l'égalité de répartition de l'énergie entre la masse du métal et une cavité creusée dedans. D'après la démonstration même, l'énergie de chaque vibration correspond à la température T définie par l'énergie cinétique des électrons libres. Les expériences de Lummer et Pringsheim sur le rayonnement, celles de Richardson et Brown sur l'émission corpusculaire à haute température, semblent prouver que cette température est bien celle de la matière, et qu'elle peut être ainsi définie soit par l'énergie des vibrations de grande longueur d'onde au sein de la matière (ce qui explique l'égalisation des températures par rayonnement), soit par l'énergie cinétique moyenne des électrons libres au sein de la matière (ce qui explique l'égalisation des températures par conduction).

La définition de la température par l'agitation des atomes ou des molécules, la seule que l'on puisse appliquer à un gaz, ne peut, semble-t-il, trouver place ici.

Louis Dunoyer.

Sur la loi du rayonnement de Planck. — J. Weiss (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 387-390). — Quelques remarques à propos de la théorie de Jeans-Lorentz. L'auteur pense qu'il est illégitime d'introduire dans la statistique des radiations le théorème fondamental de la mécanique statistique (proportionnalité de l'énergie de chaque momentoïde à la température absolue). L'exactitude empirique de la formule de Planck montre au contraire que dans la mécanique des radiations la relation $H = kT$ doit être abandonnée et remplacée par $H = \frac{c}{e^{\frac{c}{kT}} - 1}$.

Léon Bloch.

La théorie électronique des frères Hermann et Robert Grassmann. — F. Kuntze (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 400-404). — On rappelle l'importance historique des conceptions de Grassmann sur l'étendue, l'atomisme, l'électrodynamique, l'éther. On donne une liste des questions étudiées par les auteurs et dont quelques-unes s'éclairent d'une lumière nouvelle au jour de la théorie moderne des électrons. Curieux document pour l'histoire de la physique et de la métaphysique.

Léon Bloch.

Sur le mouvement d'un électron autour d'un ion positif dans le champ magnétique. — A. Righi (*Il Nuovo Cimento*, V-**17** (1909) 195-202). — A l'appui de sa théorie des rayons magnéto-cathodiques, M. Righi indique par des calculs simples certains cas où le champ magnétique peut créer ou stabiliser des couples électron-ion positif.

Léon Bloch.

De la mesure absolue des grandeurs fondamentales du champ électromagnétique. Possibilité d'une action mutuelle des champs électrique et magnétique constants. — V. Bjerknes (*Soc. Fr. de Phys.*, 18 juin 1909). — Les phénomènes généraux de champ électromagnétique dépendent de quatre grandeurs fondamentales : deux grandeurs scalaires α, β définissent le pouvoir inducteur spécifique absolu à la perméabilité magnétique du milieu, siège du champ : deux vecteurs définissent le champ électrique a, le champ magnétique b (ou bien l'induction électrique A et l'induction magnétique B). Pour la détermination de la nature physique et pour la mesure de ces grandeurs, la théorie de Maxwell fournit entre ces quatre grandeurs fondamentales trois relations seulement de sorte qu'il n'est pas actuellement possible de mesurer ces grandeurs en véritables unités absolues sans choisir arbitrairement la valeur du coefficient α ou du coefficient β relatif au vide.

La comparaison des équations électromagnétiques de Maxwell, d'une part, et des équations mécaniques de la lumière établies par Fresnel et ses successeurs, d'autre part, a permis d'établir deux modes réciproques de correspondances entre les grandeurs électromagnétiques α, β, a, b, A, B.... et les grandeurs mécaniques analogues :

Premier type d'analogie		Grandeurs mécaniques		Second type d'analogie
Kelvin, Boltzmann, Heaviside.	γ	Densité du milieu.	β	Larmor Lodge.
	β	Inverse du coefficient d'élasticité *gyrostatique* du milieu.	α	
	a	Vitesse de déplacement des particules du milieu	b	Sommerfeld, Heaviside.
	b	Demi-moment statique de torsion par unité de volume du milieu.	a	
	A	Quantité de mouvement par unité de volume du milieu	B	
	B	Double de l'angle de torsion des particules du milieu	A	

Dans un Livre qui vient de paraître (*Die Kraftfelder*, collection *Die Wissenschaft*, 1909), M. V. Bjerknes approfondit ces analogies. Il y parvient par une modification et une extension de l'analogie hydrodynamique que son père avait découverte. Il montre que l'analogie hydrodynamique conduit à modifier la théorie de Maxwell en y ajoutant à l'une des équations un terme du second ordre dont voici la signification :

Dans le premier type d'analogie, un champ électrostatique doit se déformer quand on lui superpose un champ magnétique constant non uniforme. Dans le second type d'analogie, un champ magnétique statique doit se déformer quand on lui superpose un champ électrostatique non uniforme. Si l'on suppose découverte et mesurée cette déformation de l'un des deux champs par l'autre, on a, par cela même effectué la quatrième mesure nécessaire pour la mesure absolue complète des quatre quantités fondamentales du champ électromagnétique.

Par exemple, *dans le premier type d'analogie*, la mesure de B (induction magnétique) se ramène à la mesure de l'angle dont se trouvent infléchies les lignes de force d'un champ électrostatique sous l'action d'un champ magnétique constant non uniforme. Une expérience de ce genre a montré à M. V. Bjerknes qu'une induction magnétique de 100 unités *e. m.* rationnelles de Heaviside (360 unités *e. m.* ordinaires) correspondait à une valeur absolue de B (double de l'angle de torsion des particules de l'éther du vide) insensible à l'observation et inférieure à $\frac{1}{20\,000}$; on en déduit, en particulier, que la densité γ de l'éther du vide doit être supérieure à $10^{-8}\,\frac{\text{gr.}}{\text{cm}^3}$. La valeur $\frac{1}{\beta}$ du coefficient d'élasticité de l'éther doit être supérieure à $10^{26}\,\frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2}$.

R.

Note préliminaire sur la variation de la masse d'un électron avec sa vitesse. — C.-A. Proctor (*Phys. Rev.*, **28** (1909) (470-471). — La disposition générale de l'appareil était semblable à celle que Simon a employé pour la détermination de e/m ; toutefois le tube à décharge contenait un condensateur permettant de mesurer la déviation électrostatique des rayons. Elle était déduite de la déviation magnétique par les formules de Lorentz et Abraham, et le résultat comparé à la déviation observée.

Un grand nombre d'observations pour des vitesses variant de 0,15 à 0,44 de la vitesse de la lumière ont donné un écart moyen entre la déviation calculée et la déviation observée de + 0,45 pour 100 avec la formule d'Abraham, et de + 1,05 pour 100 avec la formule de Lorentz-Einstein.

Louis Dunoyer.

Phénomène de Zeeman dans un champ magnétique faible. — H. Nagaoka et S. Amano (*Proc. Tokyo math. phys. Soc.*, **4** (1908) 421-426). — D'après Voigt, l'écartement en longueur d'onde, des composantes extrêmes d'un triplet, lorsque la lumière se propage perpendiculairement aux lignes de force, est proportionnel à $\sqrt{4c^2H^2+\xi^2}$, en appelant H l'intensité du champ, c et ξ des constantes dépendant de la nature du milieu. Quand H est grand, ξ est négligeable et l'on a bien la loi de proportionnalité de l'écartement au champ, mais, dans les champs faibles, la variation de l'écart doit être hyperbolique. La même théorie montre que la composante vers le rouge doit être plus intense que la composante vers le violet, dans les champs faibles, la symétrie s'établissant à mesure que le champ augmente. Le présent travail a porté seulement sur le premier point.

Les sources de lumière examinées ont été des étincelles condensées entre pointes d'or, de cuivre et de magnésium. De grands soins étaient pris pour obtenir un régime régulier donnant des raies très fines. Le champ de l'électro-

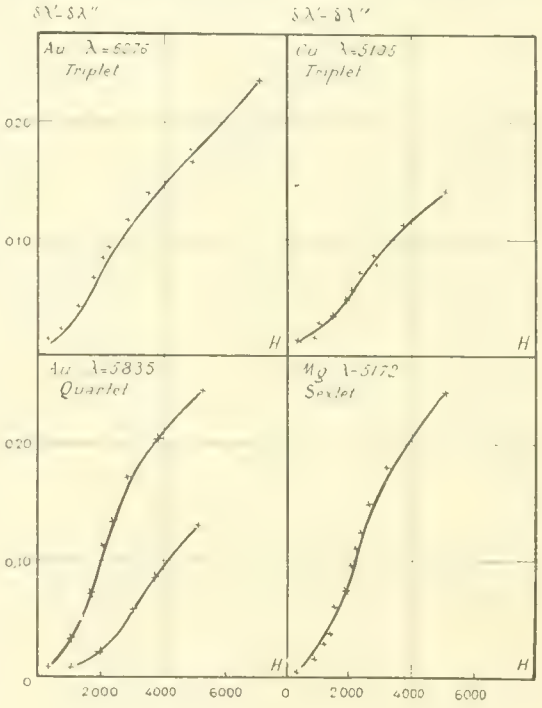


Fig. 1.

aimant était déterminé au moyen d'une petite bobine reliée à un galvanomètre. On a constaté qu'il est essentiel, pour avoir des résultats réguliers, de désaimanter au préalable l'électro-aimant d'une manière complète. L'appareil spectroscopique était un échelon formé de 55 plaques ayant chacune 9 mm,55 d'épaisseur ; la limite de résolution $\delta\lambda$ était de 0,012 A. U. et le pouvoir résolvant $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ de 450 000 pour $\lambda = 5000$.

Le phénomène peut aussi être observé pour la raie 6276

de l'or dans un champ de 240 gauss; mais la raie n'est pas dédoublée; elle est seulement élargie et on mesure son élargissement au micromètre. Les résultats obtenus sont représentés par les courbes ci-jointes (fig. 1). S'il est possible de considérer qu'elles tendent asymptotiquement vers des lignes droites à partir de H = 4000 environ, il paraît difficile de les assimiler, pour les faibles valeurs de H, à des hyperboles. L'auteur paraît penser que ses expériences vérifient cependant la théorie de M. Voigt et que la forme peu hyperbolique obtenue pour les courbes provient d'erreurs systématiques résultant de l'inégalité d'éclat des composantes. L. Dunoyer.

Sur un exemple de phénomène de Zeeman longitudinal positif pur dans les spectres d'émission des vapeurs. — A. Dufour (*C. R.*, 148 (1909) 1511-1512). — Il résulte des nouvelles expériences de l'auteur qu'il n'existe pas de relation générale entre l'existence du phénomène de Zeeman longitudinal positif et l'extinction incomplète des composants des doublets magnétiques par un analysateur circulaire convenable. Cette règle ne s'applique qu'à certaines classes de composés; les faits observés par l'auteur montrent à nouveau que les divers spectres de bandes présentent chez eux des différences caractéristiques et que le phénomène de Zeeman pourra aider à leur classification. G. D.

Radiations

Sur la polarisation des rayons de Röntgen. — B. Walter et R. Pohl (*Ann. d. Phys.*, 29 (1909) 331-354). — Dans un travail antérieur MM. Walter et Pohl ont démontré que les expériences de Haga et Wind sur la

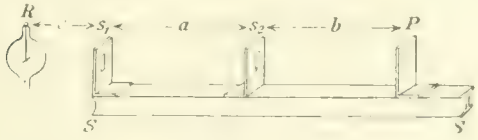


Fig. 1.

diffraction des rayons de Röntgen ne sont pas concluantes et que les résultats positifs qu'ils ont obtenus peuvent s'expliquer par une illusion d'optique [1].

Depuis, Wien et Stark ont montré, indépendamment l'un de l'autre, que l'application de la théorie du rayonnement de Planck aux rayons de Röntgen conduit à des valeurs de la longueur d'onde (5 à 16 × 10⁻⁹ cm.), concordant à peu près avec celles qu'avaient données Haga et Wind.

C'est pourquoi les auteurs ont repris leurs expériences en leur donnant toute la précision possible. Les résultats en ont été négatifs. « La nature ondulatoire des rayons de Röntgen ne peut pas encore être démontrée par des expériences de diffraction. Si pour d'autres raisons on admet cependant cette nature ondulatoire, nos expériences montrent que la longueur d'onde doit être inférieure à 1,2 × 10⁻⁹ cm.: en effet, un faisceau très mince de ces rayons a donné, d'une fente de 2 μ de largeur, sur une plaque placée à 80 centimètres en arrière, une image sans diffraction.

« Les valeurs de la longueur d'onde, que l'on peut calculer d'après la vitesse des rayons cathodiques secondaires des rayons de Röntgen, en appliquant la théorie des éléments d'énergie de Planck, sont au minimum de 4,5 × 10⁻⁹ cm.; il existe donc entre cette théorie et nos expériences une contradiction encore inexpliquée. »

Donnons pour terminer quelques détails du montage qui est représenté sur la figure 1. P est la plaque photographique, s_1 et s_2 sont les fentes travaillées avec le plus grand soin par la maison Zeiss. Les lames de platine qui les constituent n'ont pu être taillées en biseau car il fallait qu'elles fussent opaques aux rayons de Röntgen. Elles avaient 10,4 mm. d'épaisseur, pour la fente s_2. Lorsque les deux bords de la fente étaient à 2 μ l'un de l'autre ils formaient donc un canal très étroit et très profond (200 fois plus long que large).

La figure 2 est la reproduction 12 fois agrandie d'une des photographies ainsi obtenues, la fente s_1 avant une épaisseur de 6 μ, la fente s_2 une épaisseur variant de 0,6 μ à 0.

Edmond Bauer.

Fig. 2

Réflexion monochromatique sélective de la vapeur de mercure. — R. W. Wood (*Phys. Zeitsch.*, 10 (1909) 425-429). M. Wood, après les beaux travaux qu'il a consacrés à l'étude des propriétés optiques de la vapeur de sodium, a entrepris un travail du même genre sur la vapeur de mercure. Le présent mémoire est le premier de ceux qui seront consacrés à ce sujet. Les résultats ne sont pas du même genre que ceux obtenus avec la vapeur de sodium, mais on va voir qu'ils présentent à d'autres points de vue un intérêt tout aussi grand.

Depuis longtemps, M. Wood avait émis l'idée que conformément à la théorie de Planck, un milieu contenant des résonateurs en nombre convenable doit renvoyer dans toutes les directions l'énergie vibratoire qu'il reçoit, quand les vibrations reçues ont même période que le résonateur. C'est le phénomène de la *radiation de résonance* que présente en effet la vapeur de sodium et qui se distingue de la fluorescence en ce qu'il n'y a pas de changement dans la période. Si les résonateurs sont très nombreux, on peut s'attendre, d'après le principe d'Huyghens, à une interférence à phase égale des ondes secondaires émises, en d'autres termes à la formation d'une onde unique d'intensité notable, l'onde réfléchie. On devrait donc passer de la radiation diffuse à la *réflexion régulière* en augmentant progressivement la densité du milieu absorbant. Différentes tentatives faites dans ce sens avec la vapeur de sodium ont échoué par suite de l'attaque des récipients à haute température. La vapeur de mercure devait se prêter avec succès à cette recherche.

M. Wood, selon son habitude, s'est servi d'un dispositif expérimental aussi élégant que simple. Une large goutte de

[1] *Ann. der Phys.*, 52 (1908) 715; *Le Radium*, 5 (1908) 184.

mercure est enfermée dans un vase de quartz vidé. Le vase a une forme ovoïde très accentuée, l'une des extrémités, la plus étirée, étant à parois assez épaisses pour faire office de prisme (on est certain de la sorte de séparer les images réfléchies sur la face extérieure et sur la face intérieure de l'ampoule en cette région). Le tout est placé dans un tube d'acier chauffé percé d'une fenêtre.

Pour se placer d'abord dans le cas de la résonance absolue, on a choisi comme lumière éclairante une raie ultra-violette du mercure, la raie 2556,7, qui se distingue dans le spectre d'absorption par sa finesse et sa netteté. Il a été facile de placer la fente du spectrographe à l'endroit occupé par l'image réfléchie de l'arc sur la face interne de l'ampoule. En faisant alors des photographies comparatives avec le tube froid, chauffé modérément et chauffé au rouge, on a pu constater que l'intensité de la raie 2556,7 dans le spectre réfléchi augmente énormément avec la température. Cet ensemble de phénomène prévu, et une expérience de contrôle fort ingénieuse a montré qu'il s'agissait bien là d'une réflexion régulière et non d'un phénomène de radiation diffuse.

On a cherché ensuite à voir si la réflexion sélective subsiste quand la résonance n'est qu'approchée. On a fait appel pour cela aux raies du fer voisines de la raie du mercure étudiée. Les résultats ont été surprenants et demeurent pour le moment inexpliqués. Quand on augmente la température, la raie du fer qui subit la première la réflexion sélective est la raie 2555,67, différant de celle du mercure de plus d'une unité Angstrom; c'est seulement à haute température que la raie double 2557, très voisine de la résonance, commence à être réfléchie. Par contre, dans le spectre d'absorption la raie double disparaît la première et la raie 2555,67 n'est pas absorbée, même à une température assez élevée que pour cinq raies du côté des grandes longueurs d'onde.

Ces particularités intéressantes feront l'objet d'études ultérieures. M. Wood est en train de se faire construire des prismes et des ampoules de quartz nécessaires pour cette recherche. En attendant, il a pu employer un prisme de Rochon pour étudier l'état de polarisation de la lumière ayant subi la réflexion sous l'angle de polarisation. Le résultat est celui-ci : la raie 2555,67 qui a subi la réflexion dans ces conditions *est très polarisée*.

En terminant, M. Wood émet quelques idées personnelles sur le passage de la radiation diffuse à la réflexion régulière. Pour lui le nombre des résonateurs présents par unité de volume n'est pas le seul facteur d'où dépende la possibilité d'une réflexion; il faut faire intervenir aussi la plus ou moins grande brusquerie avec laquelle l'onde incidente est arrêtée par les résonateurs. Léon Bloch.

Absorption, fluorescence, rotation magnétique et dispersion anormale de la vapeur du mercure. R. W. Wood *Phys. Zeits.*, **10** (1909) 466-471. — Ce mémoire est le second de ceux qui sont consacrés à la vapeur de mercure.

I. *Absorption.* — Lorsqu'on chauffe progressivement un peu de mercure dans une ampoule de quartz soigneusement purgée d'air, on voit apparaître trois régions d'absorption, toutes trois dans l'ultra-violet. L'une commence par un doublet très fin à 2556 U. A. ce doublet s'élargit bientôt en une bande unique, et quand la densité augmente encore cette bande s'élargit notablement du côté des grandes longueurs d'onde en gardant un bord à peu près fixe de l'autre côté. Il y a d'autres bandes, voisines, dans les ultra-violettes du cadmium.

Quand l'ampoule contient de l'air ou un gaz inerte, la bande 2536 commence par s'élargir symétriquement jusqu'à ce qu'elle occupe 8 U. A., puis l'élargissement se fait du côté du rouge comme dans le cas précédent.

Quand on chauffe le mercure dans un vase ouvert à col effilé, on obtient, à mesure que la température s'élève, des clichés d'aspect différent, dont l'allure s'explique par l'expulsion progressive de l'air et son remplacement par la vapeur de mercure.

Cette influence de l'air n'est pas une action chimique, puisque les gaz inertes la donnent également. En cherchant à l'étudier de plus près, M. Wood a été amené à faire une constatation très intéressante. Si l'on prend un tube très long (5 m. environ) rempli d'air avec un peu de mercure on observe que la raie 2536 apparaît très nettement comme raie d'absorption *dès la température ordinaire*. On a là un moyen sensible d'étudier la vapeur de mercure à basse température et l'efficacité de ses absorbants usuels (feuilles d'or). Cette raie devient faible et à peine visible quand on fait le vide. Elle reparaît avec sa pleine intensité quand on fait une rentrée d'air. La bande d'absorption élargie n'existe pas à la température ordinaire.

M. Wood, rapprochant ces faits curieux de ses observations sur la vapeur de sodium et des résultats d'Angstrom relatifs aux bandes d'absorption du gaz carbonique dans l'infra-rouge, conclut à un effet de pression particulier : une vapeur n'absorbe pas de la même manière quand, sa pression partielle demeurant la même, elle se trouve ou ne se trouve pas mélangée à un gaz à la pression atmosphérique. Tout se passe comme si la vapeur présente était réellement portée par le gaz étranger à une pression égale à la pression atmosphérique. (Cet effet n'a naturellement rien à voir avec les effets d'élargissement des raies par la pression tels que les a étudiés Humphreys.)

II. *Fluorescence.* — La fluorescence de la vapeur de mercure s'observe bien dans un ballon de quartz chauffé qu'on éclaire par de fortes étincelles entre électrodes de zinc ou de cadmium. Elle consiste en un spectre continu allant du jaune à l'ultra-violet.

Il est impossible d'obtenir la fluorescence quand le ballon contient des traces d'air.

Outre le spectre continu on obtient parfois une raie de fluorescence coïncidant avec la raie d'absorption 2555,7. Cette raie est excitée par l'ultra-violet extrême du cadmium, déjà fortement absorbé par le quartz. Pour qu'elle apparaisse, il faut aussi que la densité de la vapeur de mercure soit faible.

III. *Influence de la température sur la fluorescence.* — Ici M. Wood a découvert un fait d'une grande importance. Le spectre continu de fluorescence et également la raie de fluorescence 2556,7 *n'existent qu'à basse température*, ils disparaissent complètement quand la densité de la vapeur est assez grande. L'expérience peut prendre des formes très brillantes. Si, par exemple, on a obtenu une fluorescence vive, on peut la faire disparaître localement par un échauffement au chalumeau. Cette disparition de la raie de fluorescence est-elle corrélative de son apparition dans le spectre de réflexion sélective, conformément à l'hypothèse de M. Wood? La question ne peut encore être tranchée actuellement.

IV. *Dispersion anomale et rotation magnétique.* — En attendant de se trouver en possession d'appareils en quartz convenables pour une étude complète, M. Wood a pu faire, par la méthode des prismes croisés, une photographie qui met en évidence la dispersion anomale de la vapeur de mercure au voisinage de la raie ultra-violette 2556. Il a également obtenu au voisinage de cette raie une rotation magnétique du même sens que celle des raies D du sodium, c'est-à-dire correspondant à des électrons négatifs.

Léon Bloch.

Le spectre ultra-violet d'absorption de certaines vapeurs métalliques et de leurs mélanges. — R. W. Wood et D. V. Guthrie (*Astrophys. Jour.*, 29 (1909) 211-225). — On connaît les travaux de M. Wood sur les spectres d'absorption de l'iode et du brome; un peu de vapeur d'iode dans un excès de vapeur d'éther ou de sulfure de carbone donne le spectre d'absorption caractéristique des solutions d'iode, une bande large allant du vert au violet; si l'on ajoute un excès d'iode, le spectre d'absorption se compose alors de centaines de lignes fines dans l'orangé et le jaune[1]. On peut rapprocher de ce fait, qui suggère l'idée d'une action mutuelle entre les molécules, l'élargissement d'abord symétrique de la bande d'absorption du mercure 2556, lorsque le mercure est chauffé dans une atmosphère de gaz inerte; l'élargissement de cette bande se fait entièrement du côté des grandes longueurs d'onde lorsque le tube contenant le mercure a été préalablement vidé[2].

Le présent travail a eu pour but de voir si ces résultats peuvent être généralisés. Le métal ou les métaux à étudier simultanément étaient placés dans un tube de quartz vidé et scellé, que l'on introduisait dans un tube d'acier percé de deux trous et chauffé au chalumeau; un couple thermo-électrique placé dans le tube d'acier donnait la température, jusqu'à 700°; pour aller plus haut, il fallait chauffer le tube de quartz directement, et estimer la température, qui a pu être portée à 1000° environ. Comme source de lumière on employait l'étincelle condensée entre électrodes de cadmium, qui donne un spectre sensiblement continu et intense, outre les lignes isolées. La lumière passait à travers les trous du tube d'acier et tombait sur la fente d'un petit spectrographe à prismes de quartz.

Les métaux étudiés ont été le cadmium, le thallium, le zinc, le magnésium, l'étain, le plomb et le bismuth. Le magnésium attaque le quartz et on a dû l'étudier dans un tube de porcelaine fermé par des glaces. Pour chacun de ces métaux l'effet de l'addition d'une quantité plus ou moins grande de mercure a été étudié. On a étudié également le mélange cadmium-thallium. Enfin on a constaté que la présence de mercure ne produit aucun effet sensible sur la température d'apparition des raies D comme raies d'absorption de la vapeur de sodium. Dans le domaine examiné (5200 à 2150), le cadmium, le thallium et le magnésium ont seuls donné lieu à une absorption. Les résultats les plus intéressants ont été obtenus avec le cadmium et le thallium.

1° Dans la région ultra-violette le spectre d'absorption du cadmium se compose de deux bandes correspondant, l'une à la raie d'émission 2288, et l'autre à la raie 3261. La première est de beaucoup la plus marquée.

2° Lorsque la température s'élève et que par suite la densité de la vapeur augmente, la bande d'absorption du cadmium 2288 s'élargit d'une manière parfaitement symétrique, lorsque le cadmium n'est mélangé à aucun autre corps; aux plus hautes températures atteintes elle couvre environ 200 A. U. Mais quand le cadmium est additionné de mercure, l'élargissement de cette bande est nettement dissymétrique et se fait beaucoup plus du côté des grandes longueurs d'onde que du côté opposé; le maximum d'intensité de la bande reste d'ailleurs à peu près sur la raie d'émission. Dans une certaine mesure, c'est l'inverse, on le voit, de ce qui se passe pour la bande 2556 du mercure chauffé seul et en présence d'un gaz étranger. La bande 3261 ne semble pas affectée par la présence du mercure et s'élargit toujours symétriquement; il est vrai qu'aux plus hautes températures qui ont pu être réalisées sa largeur est encore très faible.

3° Pour le thallium *pur*, on a trouvé quatre bandes d'absorption; deux d'entre elles correspondant aux raies d'émission 2580 et 3250, une se trouve au voisinage de la raie d'émission 2530, sur le côté des petites longueurs d'onde (longueur d'onde moyenne 2510), et une près de 5092 sur le côté des grandes longueurs d'onde. La bande 3250 se compose aux températures basses (250 à 500°) de trois raies fines, et c'est la raie médiane qui correspond exactement à la raie d'émission; quand la température s'élève, ces trois raies se fondent les unes dans les autres.

4° Si le tube, de 10 cm³ de capacité, contient, outre 150 mmg. de thallium, 6 mmg. de mercure, toutes les bandes observées avec le thallium pur disparaissent, sauf 2380, mais il en apparaît d'autres correspondant aux lignes d'émission 2580, 2768 et 3776, en même temps que la bande du mercure 2556 qui, d'ailleurs, pour cette teneur en mercure, reste faible. Si la quantité de mercure croît jusqu'à 75 mmg. la température d'apparition des bandes s'abaisse, par exemple de 600 à 400°, puis elle ne baisse plus. Si, laissant dans le tube 150 mmg. de mercure on augmente la teneur en thallium au-dessus de 150 mmg., on constate que les bandes d'absorption qui, dans le premier cas, avaient disparu, réapparaissent vers 300 à 350° et s'élargissent rapidement. Il est à remarquer que dans tous les cas une très faible partie du thallium introduit dans le tube se vaporise.

5° Les bandes 2768 et 3776 s'élargissent dissymétriquement, surtout du côté des grandes longueurs d'onde. La bande 2580 s'élargit symétriquement. On n'a pu examiner si la dissymétrie de l'élargissement des bandes 2768 et 3776 est due au mercure, puisque ces bandes n'ont pu être obtenues sans mettre de mercure dans le tube.

Des planches reproduisent les clichés obtenus au spectrographe.

Louis Dunoyer.

Sur la structure complexe de quelques raies du mercure. — H. Nagaoka (*Proc. Tokyo. Math. Phys.*

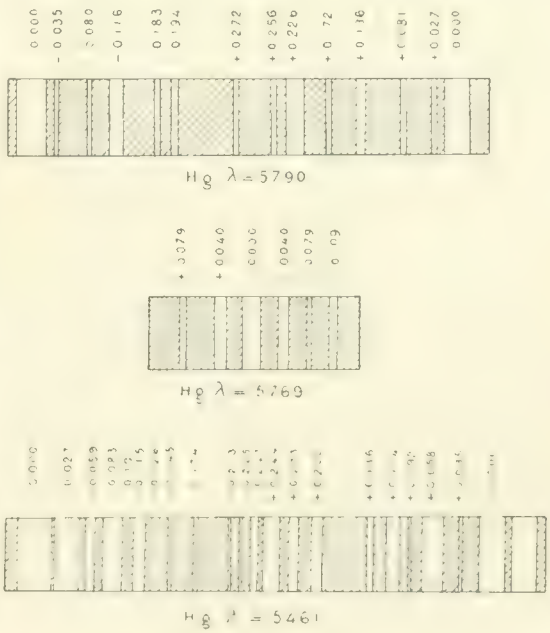


Fig. 1.

1. Wood, *Phil. Mag.*, 41 (1896) 425.
2. Wood, *Astrophy. Journ.* 26 (1907) 41.

Soc., 5 (1909) 2-7). — Parmi les expériences nombreuses qui ont été faites pour examiner la structure complexe de

raies du mercure, il y a concordance assez bonne pour la position des composantes brillantes, mais l'existence même d'un certain nombre de composantes faibles est douteuse. Comme elles peuvent être dues à des effets optiques secondaires avec le spectroscope à échelon (Stansfield) ou des imperfections des plaques dans les méthodes interférentielles, imperfections difficiles à trouver, le mieux semble être d'abord de comparer les résultats obtenus avec des appareils différents.

M. Nagaoka s'est servi d'un échelon (pouvoir de résolution pour $\lambda = 5000$, $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 450\,000$). La source de lumière était une lampe Arons consommant 9 à 10 ampères sous 50 volts. La lumière était naturellement analysée par un prisme avant de tomber sur l'échelon. Les observations étaient faites dans la position du minimum de déviation, soit en comprenant les composantes entre les lignes principales de deux ordres successifs, soit en observant les composantes de part et d'autre de la ligne principale. Dans la figure ci-contre les raies $-0,080$, $-0,272$, $+0,256$, $+0,081$, $+0,027$, $+0,079$, $-0,101$, $-0,126$, $+0,244$ n'ont été observées ni par Janicki, ni par Baeyer ou Stansfield. D'autre part, l'auteur n'a pu observer pour la raie 5769 du mercure la composante $+0,120$ indiquée par Janicki; de même, pour la raie verte 5461, les composantes $+0,165$ et $-0,187$, indiquées par Stansfield, sont restées invisibles, tandis que les composantes faibles $-0,126$ et $+0,101$ et la composante *brillante* $+0,244$ semblent avoir échappé aux autres observateurs. Il semble d'ailleurs que les composantes faibles formant une sorte de bande dans la région négative soient dues à l'échelon. Il se peut aussi que certaines composantes manifestent un commencement de renversement, la lumière devant traverser de la vapeur relativement froide avant de sortir de la lampe. L. Dunoyer.

Émission et absorption de l'arc électrique à charbons. — Martin Rosenmüller (*Ann. d. Phys.*, **29** (1909) 555-596). — Ce travail, fait sous la direction de Hallwachs, consiste en une série de mesures quantitatives de l'émission et de l'absorption de la lumière par la flamme de l'arc dans ses différentes bandes.

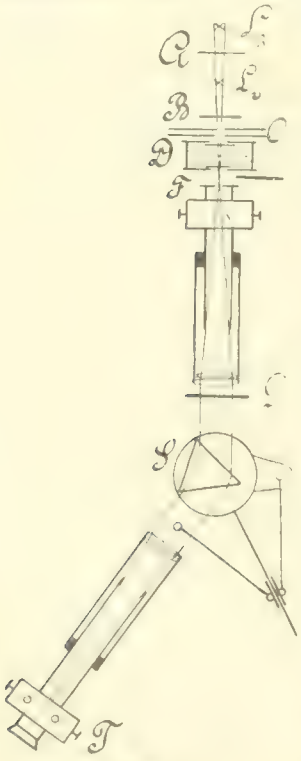


Fig. 1.

Les rayons émis par un premier arc I (fig. 1) traversent la flamme d'un second arc L, puis un vase D rempli d'eau, destinée à absorber l'infra-rouge, puis pénètrent dans le spectroscope G à prisme de fluorine et à lentilles achromatiques en quartz et fluorine, pour tomber sur la pile thermoélectrique de Rubens T, dont on mesure les déviations. A et L sont des écrans mobiles, B et C des diaphragmes qui éliminent la lumière du cratère.

Une série de mesures préliminaires au moyen d'un spectroscope auxiliaire a permis de mesurer l'absorption du rayonnement par les milieux du spectroscope. Les arcs utilisés brûlaient d'une façon très constante. Les expériences montrent que l'émission maxima de l'arc a lieu pour la bande 585 $\mu\mu$.

La flamme de l'arc absorbe la lumière des bandes qu'elle émet et seulement celle-ci.

Le rapport de l'émission à l'absorption donne, en unités arbitraires (déviation du galvanomètre), le pouvoir émissif du corps noir de même température que la flamme, si l'on admet que le rayonnement de celle-ci est purement thermique. En appliquant la formule de Wien $e = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$ aux valeurs ainsi trouvées pour deux bandes de longueurs d'onde différentes, on peut éliminer la constante C_1 et calculer la température de la flamme. L'auteur trouve ainsi, en prenant $C_2 = 1,46$, des nombres qui varient entre 5600° et 4000°. Edmond Bauer.

Sur les longueurs d'onde des lignes du spectre secondaire de l'hydrogène. — Herbert Edmeston Watson (*Roy. Soc. Proc.*, A-**82** (1909) 189-204). — On sait que l'hydrogène possède un spectre primaire et un spectre secondaire; les deux tiers des lignes du spectre de l'hydrogène appartiennent au primaire, mais les lignes du spectre secondaire sont en général beaucoup plus intenses que celles du primaire, d'où la nécessité de connaître les longueurs d'onde des lignes du spectre secondaire pour éliminer l'hydrogène d'un spectre de gaz.

De telles mesures ont déjà été faites par Hasselberg[1], Ames[2], Prost[3], Dufour. L'auteur a déterminé à nouveau ces longueurs d'onde avec plus de précision et a recherché si, comme on l'a supposé, le spectre primaire n'était pas dû à la présence de vapeur d'eau. Des photographies obtenues avec des tubes contenant de l'hydrogène humide et de l'hydrogène sec sont tout à fait semblables. Le spectre secondaire de l'hydrogène comprend deux parties : l'une, formée d'un grand nombre de lignes particulièrement intenses dans les régions de l'orangé et du violet; l'autre, d'aspect continu, s'étend de $\lambda = 4570$ à l'extrême ultra-violet. Les lignes sont repérées par rapport au spectre du fer, obtenu par une expérience spéciale au-dessus de chaque spectre d'hydrogène. La précision obtenue dans les lectures est de l'ordre de 0,05 A. U; elle est plus grande pour les lignes dont l'intensité est plus forte.

L'auteur donne un tableau des lignes mesurées avec leur intensité relative; en regard se trouvent les valeurs données par Hasselberg et leur intensité; ces nombres se rapportent à l'échelle de Rowland. Un second tableau donne les lignes du mercure toujours présent dans les électrodes du tube à vide. G. D.

Spectre de l'arc chantant. — M. La Rosa (*Il Nuovo Cimento* V-**17** (1909) 205-228). — Étude expérimentale détaillée dont les conclusions sont les suivantes :

Le spectre d'étincelle correspond à un degré d'excitation plus élevé que le spectre d'arc.

Le passage graduel de l'un à l'autre dépend essentiellement de la puissance moyenne spécifique dépensée dans le passage du courant. Cette puissance est le facteur unique d'où dépendent les structures spectrales.

Dans l'arc chantant, comme dans l'étincelle, on obtient des effets thermiques plus élevés que dans l'arc continu, on peut par exemple y agglomérer des particules de charbon.

1. Hasselberg, *Mem. Acad. Imp. St Petersb.*, **31** (1885) 14. *Bull. Acad. Imp.* **3** (1886) 14.
2. *Loc. cit.*
3. Prost, *Astroph. Journ.* **16** (1902) 100.

Tous les résultats sont en accord avec la théorie qui fait de la température le facteur déterminant de l'émission lumineuse. Léon Bloch.

Effet de la température sur les spectres d'absorption de différents sels dissous. — W.-W. Strong (*Phys. Rev.*, **28** (1909) 472). — L'auteur renvoie à un mémoire antérieur[1] pour la description de l'appareil. La longueur du chemin parcouru par la lumière dans la solution peut varier de 5 à 250 mm. Les solutions ont été faites dans l'eau et la température a varié de 0° à 90°. Les sels de chrome, cobalt, uranium, nickel et cuivre ont été étudiés entre λ 2100 et λ 7600.

Tous les sels étudiés montrent une absorption croissante avec la température; les bandes s'élargissent toujours, quelquefois dissymétriquement, le côté du rouge s'élargissant généralement plus vite. Louis Dunoyer.

Relation entre la biréfringence électrique des liqueurs mixtes et la biréfringence optique des constituants solides de ces liqueurs — J. Chaudier (*C.-R.*, **149** (1909) 202-204). — Les conclusions de l'auteur sont les suivantes :

1° Le dichroisme électrique, comme le dichroisme magnétique, diminue quand la biréfringence optique du constituant solide devient plus faible.

2° La *biréfringence électrique* maximum des groupements étudiés[2] est *sensiblement proportionnelle à la biréfringence optique* des solides constituants; elle devient inappréciable si la biréfringence optique est inférieure à 0,01.

Cette biréfringence est d'ailleurs positive pour toutes les liqueurs étudiées.

3° Comme l'auteur a démontré que, pour une même liqueur, la biréfringence électrique et la biréfringence magnétique étaient mesurées par le même nombre, il en résulte que la biréfringence *magnétique* obéit à cette loi de proportionnalité. G. D.

Étude expérimentale des propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes. — J. Chaudier (*Journ. de Phys.*, VIII 6 (1909) 422-459). — L'auteur note un exposé sommaire de la question et mentionne les études faites par divers expérimentateurs; M. Majorana[3] en 1902 remarquait, le premier, que diverses solutions colloïdales d'hydroxyde ferrique présentaient de la biréfringence et du dichroisme dans un champ magnétique; M. Schmauss[4], et surtout MM. Cotton et Mouton[5] montrèrent que les solutions actives étaient colloïdales, que les propriétés magnéto-optiques étaient dues à des particules cristallines.

Enfin M. Meslin en 1905 remarquait entre autres faits un seul cas de biréfringence électrique avec l'hélianthine et le sulfure de carbone.

L'auteur étudie les propriétés optiques des liqueurs mixtes à petites particules cristallines dans le champ électrique, puis dans le champ magnétique et la pesanteur.

Ce phénomène dépend du nombre de particules; aussi l'auteur broie, tamise, et emploie un même poids de cristaux pour un même volume de liqueur, dans des cuves de faible biréfringence. Avec une bobine d'induction d'une faible différence de potentiel, il obtient l'effet maximum indépendant du sens du champ; un écran en porcelaine dépolie que la lumière traverse lui permet d'obtenir une grande intensité privée de l'éclat et de la polarisation que l'héliostat pourrait provoquer.

Les observations du dichroisme sont faites au microscope biquartz de Soleil placé dans le rayon lumineux, et normalement au champ électrique uniforme produit par deux plateaux électrisés entre lesquels se place la cuve.

Il décrit ensuite une série d'observations sur les effets particuliers qui peuvent se présenter et sur les manipulations préliminaires.

Un nicol à monture graduée placé avant la cuve polarise la lumière à 45°; en le tournant il peut annuler le dichroisme, la coloration devient uniforme et donne l'angle α du polariseur avec le champ. Sous l'influence des forces électriques le plan de rotation a donc tourné d'un angle α [illegible] λ 50 : angle très petit servant de mesure au dichroisme.

L'auteur emploie pour la biréfringence, souvent très faible, la lumière polarisée rectilignement; il analyse le faisceau lumineux émergent polarisé elliptiquement, avec le polariscope de Bravais muni devant d'un compensateur qui met en évidence des retards de $\frac{1}{525}$ de λ jaune et permet d'apprécier des retards de $\frac{\lambda}{1500}$.

Si la liqueur mixte étudiée est biréfringente, les deux composantes principales de la lumière, l'une parallèle au champ, l'autre perpendiculaire, sont retardées, la première plus que la seconde, en passant dans la liqueur; les demi-lames du polariscope se colorent, le haut en rouge, le bas en bleu, pour une valeur positive. Les colorations inverses donnent une biréfringence négative.

Ramenant à l'uniformité les teintes par déplacement de la lame mobile du bilame d'un nombre n de divisions, le retard δ est : $\delta = \frac{n\lambda}{1500}$.

Puis l'auteur fait l'intéressante remarque d'une inertie de quelques secondes avant d'observer la biréfringence ou le dichroisme, ce qui n'a pas lieu dans le phénomène de Kerr.

Il constate que les constantes diélectriques d (généralement inférieures à 8) étaient seules susceptibles d'activité; d'autre part, la trop grande conductibilité du liquide laissant l'activité dans un champ magnétique ne la laisse plus dans un champ électrique. C'est ce qui a lieu pour les alcools, les aldéhydes, les acétones, les acides, les bases et l'eau.

Il mentionne quelques liquides actifs suivants dans le tableau qui suit (Voir page 270).

Pour lui, les solides actifs présentent tous une structure cristalline, les poudres amorphes et les substances qui cristallisent dans le système cubique n'ont jamais présenté de dichroisme électrique.

Il ne lui paraît pas exister de relation directe entre le caractère chimique et le signe, le phénomène ne semblant ne tenir qu'aux formes ou dimensions cristallines, de leur constitution physique.

L'auteur n'a étudié que les solides présentant un dichroisme nettement observable[1]. Il se borne à citer les liqueurs les plus actives et les plus importantes par exemple le benzoate de chaux, dans lequel le dichroisme spontané

1. *Phys. Rev.* **28** (1909) 145-154.

2. Ces groupements sont constitués par un liquide qui est le sulfure de carbone d'indice n = 1,626 50 [illegible] et une des substances solides suivantes : mesitite, ziderite, dolomite, spath, aragonite, muscovite, hornblende, tourmaline, anorthoclase [illegible] en quantité proportionnelle à la densité de chaque substance.

3. Majorana, *Rendiconti dei Lincei*, **11**, 1 semestre 1902 et 2 semestre, 90-152.

4. A. Schmauss, *Drude's Annalen*, **12** 1905 86.

5. A. Cotton et Mouton, *C. R.*, **146** 1905 517 et 739, *Ann. de Chimie et de Phys.*, VIII **11** (1907) 145-289.

1. Elle se présente devant la Faculté des Sciences de Paris en mai 1908 sur les *Propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes*. [illegible] *Le Radium* 1908-1909.

Liquides actifs	d	Indices	δ	δ	DI	DS
Sulfure de carbone	2 à 5	1,633	+ 55	+ 50	—	0
Aniline	7,2	1,588	+ 60	+ 50	—	+
Cinnamène	2 à 5	1,545	110	. .		+
Benzène	2 à 5	1,504	+ 185	+ 160	—	+
Pseudo-cumène	2 à 5	1,490	+ 220	+ 250		+
Térébène	2 à 5	1,472	+ 250	+ 260		+
Tetrachlorure de carbone	2 à 5	1,463	+ 380	+ 400	—	+
Chloroforme	. .	1,446	+ 380	+ 410	—	+
Pétrole lampant		1,440	+ 269	+ 245	—	+
Acetate d'amyle	5,2	1,401	+ 140	+ 160	+	0
Ether de pétrole à 65°	2 à 5	1,377	+ 75	. .	+	—
Éther sulfurique	4,8	1,356	+ 50	+ 40	+	—

DS et le dichroisme électrique DE ont leur signe variable suivant les éléments groupés ensemble. Pour DE, le changement a toujours lieu lorsque l'indice du milieu ambiant devient égal à un indice convenable du solide constituant, compris entre les indices extrêmes de ce solide.

Il est conduit à supposer que le sens des modifications des composantes principales de la lumière dépend des valeurs relatives des indices du solide anisotrope, suivant une direction perpendiculaire, et dans le sens du champ. Par suite, les deux liqueurs mixtes formées par l'association de deux solides S, S', d'indice n_s, n'_s et d'un même liquide n_L, pourraient présenter des dichroismes de sens contraires quoique les différences $n'_s - n_L$ et $n'_s - n_s$ soient de même signe, si la différence des indices de chacun de ces solides suivant la direction du champ et la direction perpendiculaire sont de signes différents.

D'après l'auteur le dichroisme ne dépend pas de la valeur des constantes diélectriques des milieux associés; l'action du champ électrique uniforme est uniquement directrice et rappelle que le signe du dichroisme électrique est donné par le signe du produit : $(n - n_{\parallel})(n' - n'_{\parallel})(n_{\parallel} - n_{\perp})$, lorsque n est l'indice du liquide, n' l'indice moyen d'un solide anisotrope associé et $n'_{\parallel}$, $n'_{\perp}$ les indices des solides suivant le champ et perpendiculairement à lui; $n_{\parallel} - n'_{\perp}$ ne peut s'annuler si le solide est anisotrope, conserve un signe constant pour les liqueurs dérivées d'un même solide.

Il en tire la règle suivante : le signe du dichroisme d'une liqueur mixte s'obtient en multipliant la différence des deux indices du solide, suivant la direction du champ et la direction perpendiculaire par la différence des indices des deux constituants.

Passant à la biréfringence électrique, il donne le tableau ci-dessous, obtenu lorsque la liqueur (acide borique 0gr,3, térébène 50 centimètres cubes) est dans le champ croissant de deux sphères chargées au potentiel V (en unités C. G. S.), distantes de D millimètres; on trouve alors un retard δ dont l'accroissement tend vers une limite.

D	0,5	1	2	3	5	8	10	12	15	20
V	10	16,1	27,5	37,5	54,6	77,0	84,7	91,0	97,8	104,5
δ	85	160	210	215	220	225	225	250	250	250

L'auteur explique ce fait en disant que quelques particules anisotropes s'orientent à chaque accroissement jusqu'à ce que toutes le soient. L'influence proportionnelle à l'épaisseur de liqueur mixte lui a donné pour une même longueur de cuve :

Épaisseur en centimètres	1	2,5	4
Retard δ en divisions	45	105	170

et la proportionnalité de l'influence de la concentration :

Poids d'acide borique dans 50 cc térébène	100	150	500
Retard δ en divisions	75	120	250

D'après un tableau qu'il a dressé, l'auteur déduit pour les recherches qualitatives les conséquences suivantes :

1° Le retard δ peut soit conserver un signe constant avec toutes les liqueurs dérivées d'un même solide (cas de l'acide borique, du citrate de potasse, du benzoate d'ammoniaque), soit changer de signe quand l'indice du milieu ambiant atteint une valeur convenable (cas du benzoate de chaux, de l'acide gallique et pyrogallique). Les changements de signe semblent venir pour l'auteur du phénomène de réflexion.

2° Le dichroisme et la biréfringence électrique des liqueurs actives d'un même solide ne changent pas pour un même constituant liquide.

Puis l'auteur remarque que les liqueurs biréfringentes dans un champ électrique le sont sensiblement dans le champ magnétique, avec des signes quelque fois différents, mais suivant la règle de constance ou celle de changement de ces signes.

De nombreuses mesures de biréfringences faites avec les divers solides actifs (0gr,3 d'acide borique dans 50 centimètres cubes de liqueur) ont permis de constater le faible retard de δ lorsque l'indice du milieu est élevé (le sulfure de carbone donne 35 div.), puis δ augmente quand l'indice du milieu décroît, passe par un maximum entre les indices 1,495 et 1,446, décroît rapidement avec l'indice et prend une valeur de 50 divisions avec l'éther sulfurique.

Le maximum de δ a lieu pour une valeur de l'indice du liquide constistuant proche des indices du solide; des résultats analogues s'observent des liqueurs ayant divers solides actifs; la biréfringence passe par un maximum lorsque l'un des indices du solide et l'indice du liquide sont égaux. D'après des études antérieures, M. Chandier a observé que les mêmes liqueurs mixtes, placées dans un champ électrique ou magnétique uniforme, polarisent elliptiquement la lumière, et dans les mêmes proportions, dont les valeurs du champ magnétique δ' figurent au tableau ci-joint.

L'auteur termine par une remarque sur la biréfringence spontanée DS et conclut en disant que les lois précédemment énoncées sont générales et s'appliquent à tout champ uniforme susceptible de produire l'orientation des particules cristallines.

M. Jeanson.

Sur le pouvoir émissif du corps noir. — V. Polara (*Rend. Lincei*, V-**18** (1909) 515-518). — Wien, pour établir sa formule $E_{\lambda} = \frac{C_1 C_2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}}}$, modifie les hypothèses de Michelson et néglige un facteur $\frac{3}{2}$ dans l'application de la loi de répartition de Maxwell. L'auteur montre qu'on peut, en se mettant à l'abri de cette double difficulté et en transformant par un calcul facile une formule générale de Planck, aboutir à une formule analogue à celle de Wien et identique à la formule généralisée de lord Rayleigh.

Léon Bloch.

Sur les températures de la flamme oxhydrique. — E. Bauer. (*C. R.*, **148** (1909) 1756-1757). — L'auteur a déterminé la température de la flamme oxhydrique en mesurant l'émission et l'absorption de la flamme pour les rayons restants de la fluorine et pour la raie D du sodium. La température trouvée a été dans un cas 2240° C, dans l'autre elle a varié entre 2200° et 2500° suivant la proportion d'oxygène.

G. D.

Sur la formation d'ozone par la lumière ultraviolette. — F. Fischer (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 452-454). — L'auteur juge bon de relever l'erreur de MM. Bordier et Nogier qui avaient mis la production d'ozone au voisinage de l'arc au mercure sous quartz. L. B.

Ionisation

Sur la charge de l'ion négatif d'une flamme. G. Moreau (*C. R.*, **148** (1909) 1255-1257). — La charge e de l'ion d'un gaz peut être déduite de la formule générale de la théorie cinétique :

$$(1) \qquad \frac{k}{D} = \frac{3e}{2\alpha T},$$

dans laquelle k = la mobilité de l'ion ; D = son coefficient de diffusion à travers le gaz ; T = la température absolue ; α = la constante d'énergie moléculaire, connue d'autre part.

La mesure de $\frac{k}{D}$ donne celle de e. Cette détermination se fait très simplement pour l'ion négatif des flammes, avec un dispositif peu différent de celui que l'auteur a employé pour évaluer la masse du même ion[1].

Une flamme F brûle verticalement au contact d'une lame A en tôle de fer de $1^{mm},6$ d'épaisseur, en face de laquelle, du côté opposé à la flamme, on a placé une lame semblable B, limitant, avec la première, un intervalle d'air M de 2 millimètres d'épaisseur. Entre les deux lames existe un champ électrique X dirigé de B vers A. Si l'on introduit une perle de sel de sodium dans la flamme F, un courant se produit entre les lames : il est dû aux ions négatifs de la flamme F, qui *filtrent à travers la lame chaude* A, beaucoup plus rapidement que les ions positifs, et sont ensuite entraînés vers B par diffusion et par le champ X.

L'intensité du courant se calcule aisément.

Soient :

N, n_0, n, les densités des ions négatifs dans la flamme F, dans le milieu M au voisinage et à la distance x de la lame A ;

δ la distance des lames A et B ;

V la différence de potentiel établie entre elles ;

i le courant par unité de surface.

On a :

$$(2) \qquad \frac{i}{e} = -D\frac{dn}{dx} + nkX,$$

et à travers A :

$$(3) \qquad \frac{i}{e} = \alpha_0 N - \beta n_0,$$

où α_0 et β sont deux constantes positives qui dépendent de la température de la flamme, de celle du milieu M, des vitesses d'agitation des ions négatifs dans F et M, et qu'il est possible de mesurer, ainsi que l'auteur le montrera prochainement.

Pour $x = 0$, $n = n_0$; pour $x = \delta$, $n = 0$. Il vient, en supposant le champ X uniforme et égal à $\frac{V}{\delta}$,

$$(4) \qquad i = \frac{\alpha_0 e NkX\varepsilon^{Z}}{(\beta + kX)\varepsilon^{Z} - \beta} \quad \text{avec} \quad Z = \frac{kV}{D}.$$

Pour les faibles champs, KX est négligeable devant β : dans ces expériences KX reste inférieur à $\frac{\beta}{100}$.

1. *C. R.*, 8 février 1909. *Le Radium*, 6 (1909) 146.

L'équation (4) s'écrit alors

$$(5) \qquad i = i_1 \frac{\varepsilon^{Z} - 1}{\varepsilon^{Z} - \beta} \quad \text{avec} \quad i_1 = \frac{\alpha_0 e ND}{\beta}.$$

Cette formule est bien vérifiée par l'observation ; elle donne, par un calcul simple, le rapport $\frac{k}{D}$ pour le milieu M, à la température T.

L'expérience consiste à noter au galvanomètre le courant avec et sans perle de sel dans la flamme F, pour des potentiels V croissant de 0 volt à 1,5 volts, d'où, par différence, le courant i de la formule (5).

Un couple thermo-électrique mesure la température absolue T de l'intervalle d'air M, qu'on maintient élevée au moyen d'une seconde flamme qui brûle au contact de la lame B. Le courant i n'a pas dépassé un centième de microampère.

Voici les résultats de neuf séries d'observations ; dans la formule (5), on a pris pour e la valeur $4,7.10^{-10}$ indiquée par Jean Perrin :

$e = 4,5.10^{-10}$	$e = 4,2.10^{-10}$
$4,8.10^{-10}$	$4,1.10^{-10}$
$4,5.10^{-10}$	$4,2.10^{-10}$
$4,2.10^{-10}$	$4,1.10^{-10}$
	$4,4.10^{-10}$

d'où, comme moyenne en unités électrostatiques,

$$e = 4,5.10^{-10}.$$

Ce nombre est compris entre ceux indiqués pour la charge d'un électron par Milikan, $4,06.10^{-10}$, et Perrin, $4,1.10^{-10}$, et celui de Rutherford, $4,65.10^{-10}$. R.

De la diffusion des ions à travers les métaux. — G. Moreau (*C. R.*, **149** (1909) 118-120). — Une lame de métal chauffée peut être facilement traversée par les ions négatifs produits dans une flamme. Deux flammes brûlent verticalement au contact d'une lame métallique ; dans l'une on établit un champ électrique horizontal pouvant transporter les ions négatifs de la lame vers une électrode de platine ; dans l'autre on introduit une perle de sodium. On constate une augmentation de courant due aux ions négatifs de la vapeur saline. Si on renverse le champ, l'augmentation de courant est beaucoup plus faible, les ions positifs, de dimensions plus grandes que les négatifs, traversant moins facilement les pores de la lame chauffée. Le phénomène est analogue à la diffusion d'un gaz à travers une paroi poreuse. L'expérience montre que la vitesse de diffusion est proportionnelle à la différence des pressions de part et d'autre de la lame. Cette vitesse varie avec la nature de la lame, son épaisseur et sa température.

Substances	Épaisseur en millimètres	Température centigrade	Vitesse de diffusion en cm/s
Platine . . .	0,1	860°	$4,9 \times 10^{5}$
Nickel (recuit)	0,75	740°	$6,2 \times 10^{5}$
Cobalt. . . .	0,5	710°	$1,7 \times 10^{5}$
Fer . . .	1,6	640°	$2,6 \times 10^{5}$
	5,2	620°	$1,6 \times 10^{5}$
Platine. . .	4	510°	$0,95 \times 10^{5}$

La vitesse de diffusion correspondant au cas où la lame n'arrêterait aucun des ions qui la traversent est déterminée par le calcul et pour la valeur $6,5 \times 10^{5}$.

La vitesse de diffusion diminue rapidement avec la température. G. D.

Sur la « recombinaison initiale » des ions produits dans les gaz par les particules α. — M. Moulin. (*C. R.*, **148** (1909) 1757-1759). — M. Moulin a étudié la production du courant de saturation par les particules α dans l'anhydride carbonique et l'hydrogène. C'est la composante transversale du champ par rapport à la colonne d'ions produits par la particule α qui intervient pour séparer les ions. L'appareil employé permettait de faire arriver les rayons dans le condensateur sous une inclinaison moyenne de 45° ; il en résulte que le courant obtenu est par rapport au courant de saturation, celui qu'on obtient avec un champ $\frac{h}{\sqrt{2}}$, les rayons arrivant alors dans le condensateur perpendiculairement aux lignes du champ. L'auteur a calculé pour différentes valeurs du champ le courant total qui peut être extrait de la colonne d'ions en supposant que le champ transversal intervient seul et en tenant compte de ce fait que, lorsqu'on canalise les particules α à l'aide d'un faisceau de tubes, la majorité des particules α sont obliquement par rapport à l'axe, ce qui rend un champ longitudinal, oblique en réalité. La courbe de saturation ainsi calculée est en bon accord avec la courbe expérimentale pour une région où le champ est suffisamment grand pour négliger la recombinaison. G. D.

Influence de la température sur l'ionisation. — J.-A. Crowther (*Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 554-557). — On sait les résultats opposés obtenus par MM. Perrin et Mc Clung à ce sujet. Le premier[1] avait trouvé que l'ionisation produite par les rayons de Röntgen est indépendante de la température à pression constante ; au contraire Mc Clung[2] n'a trouvé cette indépendance qu'à volume constant. Ce travail confirme et étend les résultats de Mc Clung, depuis la température de l'air liquide jusqu'à la température ordinaire, et, pour des vapeurs beaucoup plus ionisables que l'air telles que le bromure d'éthyle et l'iodure de méthyle, depuis 14° jusqu'à 184°.

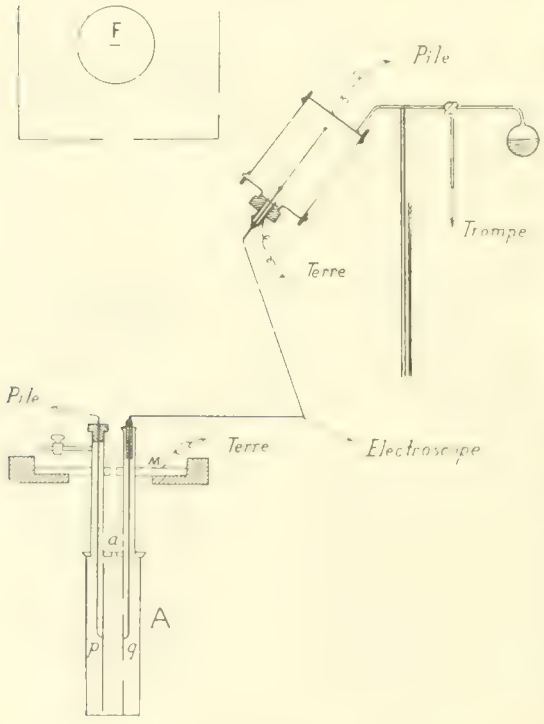


Fig. 1.

L'appareil comprend une chambre d'ionisation A en laiton (fig. 1) pouvant être introduite dans un tube de Dewar ; l'électrode *q*, entourée d'un anneau de garde, est reliée à l'électroscope, l'électrode *p* à une batterie ; elles sont soutenues par des bouchons isolants fixés à l'extrémité de tubes longs de 8 cm., aussi étroits que possible, à la fois pour diminuer le volume du gaz non porté à la température de la chambre d'ionisation, et pour éviter le refroidissement des bouchons isolants sur lesquels, sans cette précaution, de l'humidité se dépose. La plaque M permet au besoin, en la chauffant légèrement avec quelques tours de fil ou en la recouvrant de glace, suivant le cas, de les maintenir à la température ambiante. Les rayons de Röntgen arrivant du tube P traversent une mince feuille de cuivre *a*, soudée sur la boîte.

La méthode employée est une méthode de zéro. A l'électroscope est reliée l'électrode intérieure, formée d'une feuille mince d'aluminium, d'une chambre d'ionisation S que traversent aussi les rayons X et qui est portée à un potentiel de signe contraire à celui de *p*. On la remplit du même gaz que A et on règle la pression de ce gaz de façon que l'électroscope reste immobile. La disposition permet de mesurer des variations de 5 pour 100 dans l'ionisation totale de A.

On n'observe aucune variation lorsque l'on plonge A dans l'air liquide. La température mesurée dans quelques expériences par la pression de l'air intérieur était de −170°. Dans les expériences de mesure du courant on avait soin, naturellement, de fermer le robinet faisant communiquer A avec l'atmosphère.

Pour travailler avec les vapeurs, le tube A était entouré d'un fil de maillechort recouvert d'amiante. Un thermomètre pris entre la paroi et les spires de ce fil donnait la température. — Avec le bromure d'éthyle et l'iodure de méthyle, on constate un léger accroissement initial de l'ionisation de 14 à 90° environ, cet accroissement étant mesuré par l'accroissement de la pression qu'il faut établir dans le récipient S pour maintenir l'équilibre de l'électroscope ; puis l'ionisation reste parfaitement constante. Cet accroissement initial est probablement dû à la vapeur condensée sur les parois du tube A et qui se dégage peu à peu lorsqu'on chauffe, car il est d'autant plus faible que la vapeur a moins séjourné dans le tube A avant l'expérience. On constate d'ailleurs dans l'intervalle d'une nuit que la pression de cette vapeur passe de 260 mm. à 214 mm. C'est là une observation curieuse qui mériterait sans doute un examen plus approfondi. Louis Dunoyer.

Sur un phénomène en relation avec la décharge de l'électricité par les pointes. — H.-T. Barnes et A.-N. Shaw, *avec une note de J. Zeleny.* (*Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 556-559). — Le phénomène en question est le suivant : Quand on produit la décharge dans l'air entre une pointe métallique prise comme anode et un plateau, et que l'on examine ensuite la pointe au microscope, on constate qu'elle s'est recouverte d'excroissances dont la figure (I, II, III, IV) donne une idée. Les excroissances, qui peuvent atteindre un dixième de millimètre, se groupent, suivant leur aspect, en quatre catégories : formation granulaire (I), formation tubulaire ou en glaçon (IV), formation arrondie, formation en couche mince (V). On n'a pas pu étudier la naissance de ces de-

1. *Ann. de Chim. et de Phys.* 7 (1897) 11-106.
2. *Phil. Mag.* 7 (1904) 84.

pôts sous le microscope, mais il paraît évident que leur ordre est l'ordre inverse de celui dans lequel on vient de les énoncer.

La formation tubulaire est particulièrement curieuse. Dans le tube, formé par une enveloppe rigide et semi-opaque, se trouve du liquide, qui, suivant l'état d'humidité de l'air, y occupe un niveau plus ou moins élevé; dans l'air humide, il peut même venir former une goutte à l'extrémité du tube (IV). Si cette goutte se solidifie, on a la formation arrondie (IV$_a$); enfin la rupture des petits tubes donne un conglomérat granulaire. En dessous de la région granulaire on peut observer les couleurs d'interférence d'une petite bande (IV$_b$), d'ailleurs parfaitement transparente; c'est le dépôt dit en couche mince.

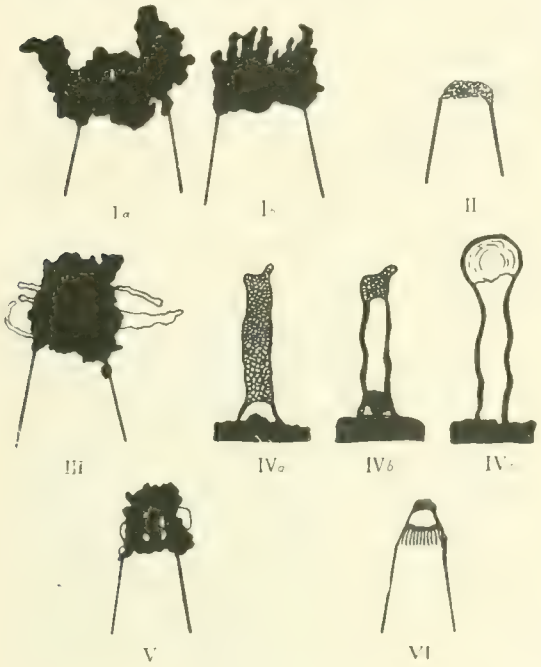


Fig. 1.

Les conditions dans lesquelles les dépôts se produisent sont les suivantes :

1° Il faut que la pointe soit *anode*. Si elle est cathode on n'obtient jamais qu'un très léger dépôt finement divisé (II).

2° L'aluminium, le zinc, l'acier, le cadmium, donnent les dépôts les plus considérables. L'étain, le magnesium, l'argent, le laiton, le cuivre donnent des dépôts moyens ou faibles.

Le platine se ternit légèrement après 40 minutes de traitement.

Le plomb, le nickel, le palladium ne donnent aucun dépôt certain.

L'or ne donne aucun dépôt.

3° L'intensité du courant étant maintenue constante (10^{-3} ampère), il y a une distance optima entre la pointe et le plateau correspondant au dépôt maximum.

4° Le dépôt se forme en peu de temps (10 à 15 minutes), puis n'augmente plus.

5° Si l'on emploie de l'air saturé de vapeur d'eau le dépot augmente beaucoup; en employant de l'air de plus en plus sec le dépôt diminue et, en prenant beaucoup de précautions on peut arriver à le supprimer tout à fait. La moindre trace d'humidité introduite alors dans l'air fait passer le dépôt de 0 à 50 ou 80 pour 100 de sa valeur maxima. Il semble donc que la vapeur d'eau exerce là une action catalytique.

L'oxygène pur donne les mêmes résultats suivant qu'il est humide ou sec; dans l'oxygène humide le dépôt est 1 fois et demie plus considérable que dans l'air.

6° Un courant d'air augmente le dépôt, jusqu'à ce qu'il devienne assez fort pour le souffler.

Ce phénomène s'expliquerait ainsi : les ions négatifs condensent la vapeur d'eau plus aisément que les positifs; ils transportent donc vers la pointe fonctionnant comme anode des quantités d'eau qui par accumulation peuvent former des gouttes très petites. L'ion-oxygène négatif se combine alors avec l'ion-métal positif. On comprend que cette combinaison ait lieu plus facilement que si l'ion-oxygène qui vient sur le métal est d'abord chargé positivement, c'est-à-dire avec un signe contraire à celui qu'il doit avoir dans la combinaison. S'il est vrai, en même temps, qu'une réaction chimique ne peut avoir lieu qu'au sein d'un électrolyte, comme le rappelle dans sa note M. Zeleny, on comprendrait aussi pourquoi l'humidité de l'air, condensée sur les ions négatifs, joue un rôle essentiel. Le fait qu'elle se condense de préférence sur les ions négatifs est confirmé par les mesures de mobilité : l'humidité du gaz modifie très peu la mobilité des ions positifs, tandis qu'elle diminue beaucoup celle des ions négatifs. Louis Dunoyer.

L'arc voltaïque dans sa phase initiale. — **A. Occhialini** (*Rend. Lincei*, V-**18** (1909) 589-595). — L'auteur prévoit, par des considérations théoriques un peu sommaires, qu'au moment de l'amorçage, alors qu'il n'existe, d'après lui, dans l'arc que des corpuscules négatifs, un champ magnétique, même puissant, doit être sans effet sur la décharge, alors qu'un champ faible devie aisément l'arc une fois établi.

De fait, un dispositif stroboscopique, permettant d'examiner et de photographier à un moment déterminé de la phase un arc fréquemment interrompu, lui a montré que dans la phase initiale l'arc n'est pas dévié par le champ magnétique. Il y a là une analogie entre l'arc et l'étincelle, car on sait que l'étincelle pilote est, elle aussi, insensible au champ magnétique. Léon Bloch.

Sur l'ionisation de l'air par les canalisations électriques à haute tension. — **L. Houllevigue** (*C. R.*, **148** (1909) 1668-1670). — Un orage à grêle, dont la direction a coïncidé avec celle d'une canalisation électrique à haute tension, a appelé l'attention des physiciens sur le rôle joué en météorologie par les lignes électriques. Parmi les diverses théories mises en avant à ce propos, la seule qui ait été clairement exposée consiste à admettre que les lignes à haute tension émettent, comme un des peignes d'une machine de Holtz des torrents d'ions. L'auteur s'est proposé de soumettre cette hypothèse au contrôle de l'expérience.

L'air à examiner est introduit à vitesse constante dans un condensateur cylindrique, dont l'armature centrale est en relation avec un électroscope. Si l'appareil est convenablement étalonné, on peut calculer aisément le nombre d'ions qui pénètrent dans l'appareil.

Des mesures de l'auteur il résulte que le nombre des ions positifs et négatifs qui existent au voisinage de canalisations électriques est sensiblement nul, moindre en tous cas que dans la campagne voisine; loin de produire des ions, les canalisations à haute tension paraissent plutôt capter ceux qui existent dans l'air ambiant. G. D.

Réactions chimiques et ionisation. — **G. Reboul** (*C. R.*, **149** (1909) 110-115). — La libération de centres

électriques au moment de la production d'une réaction chimique a été étudiée à l'aide de l'appareil représenté par la figure ci-dessous. Cet appareil, formé d'un condensateur plan disposé dans une cloche à vide et dont l'armature inférieure est formée d'une capsule de platine portant en

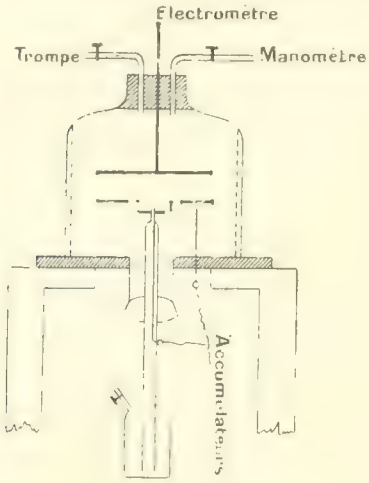


Fig. 1.

son centre un petit tube de platine soudé à un tube de verre vertical relié à un récipient à robinet, permet d'étudier les réactions entre solides, liquides ou gaz. Quand les charges produites sont fortes, on place sur l'électromètre un condensateur de capacité variable; quand les charges sont faibles, on réduit la pression dans l'appareil, facilitant ainsi l'ionisation par choc; on obtient donc pour la mesure la sensibilité désirable. On peut distinguer quatre groupes de réactions :

1° *Réactions sans dégagement gazeux* dans le milieu environnant : aucune ionisation du gaz environnant pourvu qu'elles aient lieu sans effervescence ou dégagement gazeux.

2° *Réactions avec dégagement gazeux ou effervescence.* — Émission de charges des deux signes symétriques, ou avec prépondérance négative ou positive. L'action prépondérante semble due au barbotage.

3° *Réactions faisant intervenir le milieu environnant* : production de charges des deux signes avec prépondérance de négatives, phénomène superficiel accompagné de fatigue.

4° *Réactions purement gazeuses* : production de charges des deux signes dépendant des proportions des corps réagissants.

L'auteur conclut de ses expériences que dans tout milieu où se produit un bouleversement moléculaire, il y a une conductibilité électrique. L'ionisation par barbotage et en général les cas d'ionisation faisant intervenir la surface de séparation de deux milieux peuvent se rattacher à cette instabilité moléculaire. G. Danne.

Remarque à propos de la note de M. Reboul. — A. Gautier (*C. R.*, **149** (1909) 113). — M. A. Gautier a remarqué à Naples que du cirque de la solfatare s'élèvent, pendant le temps, de très minces filets de vapeur; si on allume un feu de paille en un point de ce cirque, on voit s'élever de toutes parts d'abondantes vapeurs. Cette apparition est due aux ions dégagés par la flamme qui condensent la vapeur jusqu'alors invisible. G. D.

Sur l'ionisation par voie chimique. — L. Bloch (*C. R.*, **149** (1909) 278-279). — Dans des notes récentes, MM. de Broglie et Brizard estiment que la cause unique de l'ionisation par voie chimique est un phénomène physique, le plus souvent une rupture de surface liquide ou cristalline. M. Reboul croit aussi à l'action prépondérante du barbotage, tout en indiquant un certain nombre d'actions chimiques produisant des ions sans barbotage. Les expériences antérieures de l'auteur et d'autres, non encore publiées, sont, sur certains points, en désaccord avec cette façon de voir; en tout cas, si l'origine de l'ionisation par voie chimique doit se trouver entièrement dans les actions analogues au barbotage, le résultat ne pourra être établi définitivement que par de nouvelles recherches. G. D.

Phénomènes magnéto-anodiques. Gouy (*C. R.*, **149** (1909) 382-385). — 1. On peut étudier commodément la couronne magnéto-anodique[1] en garnissant l'intérieur de l'ampoule de Crookes d'une grande feuille métallique, qui est percée de fenêtres pour l'observation, et forme la cathode, reliée à la terre. Avec des champs faibles, l'ampoule est remplie de rayons magnéto-cathodiques qui accompagnent un état oscillatoire mis en évidence par des effets Testa plus ou moins marqués; mais, en augmentant le champ on voit subitement l'ampoule devenir obscure par la disparition des rayons magnéto-cathodiques; en même temps la couronne, qui était presque effacée, prend un vif éclat et les oscillations deviennent insensibles; c'est ce qu'on peut appeler le régime magnéto-anodique[2]. Des champs de 1000 à 2000 gauss, et des vides de 8 à 2 cm, conviennent en général pour cette étude.

2. Deux cas bien différents peuvent se présenter. Supposons d'abord que le plan passant par l'anode et normal au champ soit dégagé de tout obstacle. L'anode est, par exemple, une sphère de 2 mm de diamètre, portée par un fil isolé, parallèle au champ. La couronne est alors très petite et fort brillante; elle n'est séparée de l'anode que par un intervalle de 0 mm,5 environ, et ses dimensions, qui diminuent quand le champ augmente, ne dépassent pas quelques millimètres pour la partie très lumineuse : elle se continue ensuite, toujours normale au champ, jusqu'aux parois de l'ampoule, en s'affaiblissant et s'épaississant graduellement.

L'ionisation est très grande dans la partie brillante de la couronne et elle est encore, à distance de l'anode, de 5 à 10 fois plus grande dans la couronne qu'en dehors[3]. Le courant est aussi un peu plus intense dans la couronne. Le voltage de l'ampoule est réduit à moins de 1/10 de la valeur qu'il avait en l'absence du champ; la chute cathodique n'est plus que de quelques centaines de volts; la chute anodique est plus grande.

3. Supposons maintenant qu'on place au contact de l'anode une lame de mica; on voit la couronne s'agrandir de

1 *C. R.*, 22 février et 15 mars 1900.

2 Il est parfois nécessaire, pour obtenir ces résultats, de modifier les positions relatives des électrodes, de l'ampoule et de l'électro-aimant. Dans une obscurité complète, on constate qu'il reste toujours des traces de rayons magnéto-cathodiques, mais très faibles. Avec une ampoule ordinaire, le régime magnéto-anodique peut exister près de l'anode, en même temps que les rayons magnéto-cathodiques se montrent dans une autre partie de l'ampoule, mais les expériences sont beaucoup plus difficiles.

3 Voici quelques résultats numériques obtenus avec deux fils de 0 mm,4 de diamètre, 8 millimètres de longueur, distants de 1 millimètre. Dans la partie brillante de la couronne, avec une pile de 40 volts, on a 50 micro-ampères. A 25 millimètres de l'anode, avec une pile de 200 volts, on a 5 micro-ampères dans la couronne et 0,7 au dehors (pression, 8 cm; champ, 2000).

manière à surmonter l'obstacle, tout en restant circulaire; elle laisse alors près de l'anode un espace obscur. Cette couronne *agrandie* se produit toutes les fois que, dans le plan normal au champ, se trouve un obstacle quelconque qui empêcherait de tourner autour de l'anode. La disposition la plus simple consiste à prendre pour anode un fil métallique, perpendiculaire au champ et protégé jusque près de son extrémité par un tube de verre qui forme l'obstacle. La couronne est alors ovale, et son plan est normal au champ. Ses dimensions peuvent atteindre, dans des conditions favorables, plusieurs centimètres. Elle se présente d'ordinaire sous l'aspect d'un cordon lumineux, assez bien défini, laissant près de l'anode un espace obscur qui peut être considérable[1]. Si l'on approche une cathode, on voit toujours la couronne gauchir et se déformer comme si elle était repoussée par elle[2]. La couronne agrandie augmente le voltage de l'ampoule d'environ moitié par rapport à celui de la couronne simple.

4. La particularité la plus singulière de la couronne, c'est que tout obstacle y produit une sorte d'ondulation ou de zigzag, que l'auteur a pris d'abord pour une hélice à spires aplaties[3], mais qui est en réalité formé par une sinusoïde ou une ligne brisée, *tracée sur un tube de force magnétique*. En effet, si l'on examine sous divers aspects un filet fin et isolé, comme on en trouve assez souvent, on reconnaît invariablement que toute apparence de sinuosité disparaît quand le rayon visuel est parallèle au champ; le filet se montre alors comme une courbe régulière[4]. En s'éloignant de l'obstacle, ces ondulations diminuent d'amplitude et deviennent confuses. On peut en produire plusieurs séries sur la même couronne, en y mettant plusieurs obstacles. Leur amplitude varie de quelques mm. à plusieurs centimètres; le pas semble être inversement proportionnel au champ et dépend aussi d'autres conditions; il est compris entre 0mm,5 et 8 mm. Autant qu'on peut en juger, la direction du champ est bissectrice de l'angle de zigzag. Dans tous les cas, un observateur qui parcourrait la couronne en marchant en sens inverse du courant magnétisant, rencontrerait l'obstacle *avant* les ondulations qu'il produit. La figure ci-contre donne une idée de ces apparences; l'obstacle est ici le tube de verre qui protège l'anode[1].

Fig. 1.

5. L'aspect du phénomène, surtout aux grandes amplitudes, suggère naturellement l'idée que l'agent lumineux existant dans la couronne est dévié de sa position normale par l'obstacle, et y revient en exécutant des oscillations amorties, parallèlement au champ magnétique, pendant qu'une sorte de *dérive* l'entraîne dans le sens perpendiculaire. On peut faire l'hypothèse que cet agent n'est autre que celui des rayons magnéto-cathodiques, qui oscillerait ainsi suivant la ligne de force magnétique, de part et d'autre d'une position d'équilibre, qui serait le point où la composante efficace du champ électrique est nulle, la ligne de force étant tangente à la surface équipotentielle électrique. Quant à la dérive, elle résulterait de l'action transversale du champ électrique sur le rayon magnéto cathodique, découverte par M. Villard[2].

On peut donner à l'hypothèse une forme plus précise en regardant, avec M. Fortin[3] et plusieurs physiciens, les rayons magnéto-cathodiques comme formés par des enroulements hélicoïdaux d'électrons. Le calcul montre que, pour de petites amplitudes, le centre du cercle décrit par un électron quelconque oscille suivant la ligne de force magnétique avec la période.

$$2\pi\sqrt{\frac{rm}{Fe}},$$

et subit en même temps une dérive perpendiculaire aux deux champs avec la vitesse $\frac{F}{H}$, en désignant par F et H les deux champs, et par r le rayon de la section faite dans la surface équipotentielle par le plan des deux champs. Il en résulte que le pas de l'ondulation est égal à $\frac{2\pi}{H}\sqrt{\frac{Frm}{e}}$, expression qui donne des valeurs d'un ordre de grandeur acceptable[4].

La théorie esquissée ici nous apprend que la couronne dessine le contour suivant lequel un tube de force magnétique est tangent à une surface équipotentielle électrique; c'est ce contour, en effet, que doit suivre le milieu de l'ondulation. Cet énoncé est d'accord, dans une certaine mesure, avec la forme de la couronne dans diverses conditions, mais ce ne sont pas encore là des vérifications à proprement parler. R.

1. Dans cet espace obscur se trouvent parfois des couronnes supplémentaires, issues d'ordinaire du petit intervalle libre qui existe entre le tube de verre et l'anode. Il arrive aussi que la couronne est formée de plusieurs parties concentriques, plus ou moins distinctes et possède aussi une certaine largeur dans le sens normal au champ.

2. On peut mettre à profit ce phénomène pour produire des couronnes agrandies qui ne touchent pas l'obstacle, celui-ci étant cathode; ces couronnes sont donc engendrées dans le gaz lui-même, loin de l'anode, par un mécanisme inconnu.

3. *Loc. cit.*

4. D'un point de vue convenable, cette courbe paraît *perlée*; le rayon visuel est alors dans l'alignement exact de certains éléments de la ligne brisée, qui paraissent ainsi plus brillants. Un ensemble de pareils filets juxtaposés montre des stratifications dues à la juxtaposition de ces points brillants, tandis que d'un autre point de vue on ne voit que des zigzags, c'est une structure que la couronne montre fréquemment.

1. La figure est au grossissement de 5/2. La couronne est vue presque de profil, le rayon visuel faisant un angle d'environ 70 degrés avec le champ.

2. P. Villard. *Sur les rayons cathodiques* (*C. R.*, 6 juin 1904). Le sens de cette action est d'accord avec l'hypothèse de M. Gouy.

3. Ch. Fortin. *Sur la déviation électrostatique des rayons magnéto-cathodiques* (*C. R.*, 20 juin 1904).

4. Soit, par exemple, H = 2000 gauss, E = 400 volts par centimètre, r = 1 centimètre,

$$\frac{e}{m} = 1.8.10^{7}$$

On a pour le pas 5cm,1. L'ondulation montre quelquefois la forme sinusoïdale indiquée par la théorie; mais, en général, les sommets sont aigus et même effilés, surtout quand l'amplitude est notable.

Les rayons positifs et le phénomène de Doppler

(*Amer. Journ. Sc.*, 27 (1909) 245-249). — Dans un tube

de 5 centimètres de diamètre se trouve une cathode perforée en aluminium, normale à l'axe du tube et le partageant en deux parties, l'une A du côté de l'anode longue de 6 centimètres et l'autre B de 4 à 10 centimètres. L'anode est dans un tube latéral. La différence de potentiel entre l'anode et la cathode variait de 6000 à 10 000 volts, et le courant de 10 à 5 milliampères; la source du courant était une batterie d'accumulateurs. On observe dans la région B les faisceaux de rayons de Goldstein, tandis que dans la partie A il semble n'y avoir qu'un seul faisceau conique dont la base est la cathode, faisceau dont l'existence a été déjà signalée par plusieurs auteurs. On place la fente d'un spectrographe muni d'un réseau de Rowland, soit à une extrémité du tube, soit à l'autre. L'appareil donne 0 mm,9 pour 6 unités Ångstrom. En observant la raie 4861,5 de l'hydrogène, l'auteur a reconnu qu'elle occupe deux positions symétriques de sa position normale, suivant que la photographie est prise à une extrémité ou à l'autre. On voit ainsi que le faisceau positif situé entre la cathode et l'anode se propage dans le sens cathode-anode avec une vitesse du même ordre que les faisceaux de rayons canaux.

Mais l'expérience ne réussit que si la cathode est perforée et les spectrophotographies montrent la raie déplacée dans un sens ou dans l'autre, avec une intensité beaucoup plus grande pour les régions de la fente recevant les faisceaux perdus des trous que pour les autres. Quand la cathode n'est pas perforée, on n'observe dans la région A aucun phénomène de Doppler. Il semble donc que les rayons positifs étudiés par l'auteur prennent naissance dans les orifices en même temps que les rayons canaux, et par une sorte de rebondissement mutuel.

Quelques observations ont été faites sur les actions calorifiques et chimiques de ces rayons. Louis Dunoyer.

Effet des impuretés sur l'effet Doppler des rayons canaux de l'hydrogène. — B. Strasser (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 404-405). — Lorsqu'on examine les rayons canaux pour observer l'effet Doppler dans le sens du mouvement, on constate toujours qu'à côté de la raie déplacée il subsiste, séparée généralement par un intervalle obscur, *une raie au repos*. Stark avait déjà indiqué que l'importance relative des deux raies et la netteté du minimum qui les sépare dépendent de la pureté du gaz. M. Strasser s'est proposé d'approfondir cette question.

Un tube à rayons canaux a été d'abord purgé de gaz par chauffage et fonctionnement intensif pendant plusieurs jours. Après le traitement, le tube ne donnait plus que les raies de l'hydrogène. Sur les clichés, la raie au repos est absente ou tardivement visible. La raie déplacée a son intensité normale.

Si l'on introduit alors des traces d'impuretés, la raie au repos reparaît, la raie déplacée diminue de netteté, et le minimum qui les sépare finit par cesser d'être perceptible. Il semble bien que la vitesse des rayons canaux ait été modifiée et, toutes choses égales d'ailleurs, la modification est d'autant plus grande qu'on introduit une impureté de poids atomique plus élevé. L'argon, à la dose de 1 pour 100 laisse déjà reparaître nettement la raie au repos; à la dose de 100 pour 100, il supprime le minimum obscur. L'effet est un peu moindre avec l'azote, beaucoup moindre avec l'hélium.

Un fait curieux, constaté incidemment dans un tube où il y avait de l'hélium en grand excès, est la variation d'intensité relative des raies de l'hydrogène et des raies de l'hélium dans le spectre des rayons canaux selon le point de la décharge qu'on examine. Près de la cathode, le spectre de l'hélium prédomine fortement, pour céder progressivement la place au spectre de l'hydrogène lorsqu'on s'éloigne jusqu'à 25 centimètres de la cathode.

Les particules métalliques dues à la pulvérisation cathodique produisent sur l'effet Doppler des rayons canaux les mêmes modifications que les impuretés gazeuses.

Léon Bloch.

Influence de l'état de polarisation de la lumière incidente sur l'émission des électrons par les métaux alcalins. — J. Elster et H. Geitel [*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 457-461]. — Les auteurs ont fait connaître il y a longtemps que les cellules à métaux alcalins *dans l'hydrogène raréfié* donnent des courants photo-électriques variables avec le plan de polarisation de la lumière excitatrice. Sous une incidence donnée, le courant est maximum quand le vecteur électrique est dans le plan d'incidence, minimum dans la position perpendiculaire. Quand l'incidence diminue, le maximum décroît d'une façon continue jusqu'à zéro. Ces faits se résument commodément en admettant que l'effet photo-électrique est proportionnel à l'énergie absorbée, mais que le facteur de proportionnalité est environ 50 fois plus grand dans la première position que dans la seconde.

Depuis cette époque différents auteurs (Lenard, Ladenburg et Markau) ont distingué deux facteurs essentiels dans l'émission négative qui constitue l'effet photo-électrique : nombre des électrons émis, vitesse de ces électrons. Ils ont déterminé l'influence de la longueur d'onde sur chacun de ces deux facteurs. Il devenait intéressant de rechercher si l'état de polarisation n'exerce pas une influence analogue et pour cela de reprendre les anciennes expériences de polarisation *dans le vide absolu*.

De grandes difficultés ont été rencontrées dans la construction de cellules exemptes d'effets parasites et où l'on pût faire un vide complet. Les auteurs ont employé le calcium chauffé. Ces cellules présentaient entre elles de grosses différences quantitatives, mais qualitativement elles conduisaient toutes aux résultats suivants :

I. — Le nombre N des électrons émis par seconde est beaucoup plus grand quand le plan de polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence (première position), comme l'indique la différence énorme des courants de saturation décelés au galvanomètre. Ces courants étaient dans certains cas dans le rapport de 60 à 1.

II. — La vitesse maximum des électrons est pratiquement la même dans les deux cas, comme l'indique la charge positive spontanée prise par le métal alcalin relié à un électroscope à haut isolement.

III. — La répartition des vitesses est différente dans les deux cas. Un champ magnétique faible diminue davantage le courant de saturation dans la première position que dans la seconde. Ce résultat a été observé par l'emploi d'un champ de 1,5 C. G. S. agissant sur les courants de saturation préalablement ramenés au même ordre de grandeur par interposition momentanée d'un diaphragme sur le trajet des rayons lumineux. La proportion des électrons qui possèdent une vitesse égale à une certaine fraction de la vitesse maximum est plus grande dans la première position du plan de polarisation que dans la seconde.

En somme les résultats obtenus dans le vide absolu ressemblent à ceux qui ont été trouvés autrefois, quand il subsistait des traces de gaz dans les tubes, et servent à les expliquer partiellement. Il semble bien que l'état de polarisation de la lumière incidente influe, sinon sur la vitesse maximum, du moins sur le nombre des électrons émis. Ce résultat semble difficile à interpréter, à moins d'admettre que la lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence pénètre à une plus grande profondeur dans

le métal et en détache des électrons dans une couche plus épaisse. Léon Bloch.

La fatigue photo-électrique du zinc. — H. Stanley Allen (*Roy. Soc. Proc.*, A-**82** (1909) 160-164. — L'activité photo-électrique du gaz peut être reliée au temps par l'expression somme de deux exponentielles,

$$I = k_1 e^{-\lambda_1 t} + k_2 e^{-\lambda_2 t}.$$

Dans le cas de la lampe Nernst, avec le zinc poli, le premier terme diminue de moitié en 4,9 minutes, le second en 94 minutes ; k_1 et k_2 sont du même ordre de grandeur[1]. Avec le zinc amalgamé, le premier terme diminue de moitié en 4,2 minutes, le second en 167 minutes. k_1 a une valeur environ six fois plus grande que k_2.

Dans le cas de la lampe à vapeur de mercure en quartz fondu de W. C. Heraeus, les résultats relatifs à la fatigue du zinc sont exactement les mêmes ; avec le zinc poli, le premier terme diminue de moitié en 8 minutes, le second en 100 minutes ; $k_1 = 6 \times 10^{-12}$ ampère, $k_2 = 8 \times 18^{-12}$ ampère, la distance du zinc à la lampe étant de 120 centimètres. Pour une distance de 65 centimètres, le premier terme diminue de moitié en 6,8 minutes, et le second en 76 minutes ; $k_1 = 26 \times 10^{-12}$ ampère, $k_2 = 47 \times 10^{-12}$ ampère. Avec le zinc amalgamé, l'expérience montre que le second terme décroît beaucoup plus rapidement que dans l'expérience correspondante, avec la lampe Nernst : le premier terme diminue de moitié en 52 minutes, le second en 96, $k_1 = 47 \times 10^{-12}$ ampère, $k_2 = 57 \times 10^{-12}$ ampère. L'auteur pense que ce sont les radiations de plus grande longueur d'onde qui, dans le cas de la lampe Nernst, ralentissent la fatigue du zinc.

Les courbes obtenues dans ces différentes expériences présentent des ondulations qui se superposent aux exponentielles, et qui ont une période d'une dizaine de minutes. Ces ondulations ne doivent pas être vraisemblablement attribuées à la fatigue du zinc, mais plutôt à l'intensité de la source lumineuse.

En résumé, on voit que les constantes λ_1 et λ_2 sont peu altérées pour des variations importantes dans la nature et l'intensité des sources. La loi suivant laquelle la surface est altérée est presque indépendante de la nature de la source, dans le cas des lampes Nernst et lampe à vapeur de mercure. Gaston Danne.

Sur le rayonnement Rontgen secondaire émis par l'air et le bromure d'éthyle. — J.-A. Crowther (*Proc. Camb. phil. Soc.* **15** (1909) 101-105). — On a vu récemment dans ce journal (**6** (1909) 121) le compte rendu des travaux de l'auteur sur le passage du rayonnement de Rontgen à travers les gaz et les vapeurs. L'ionisation produite dans l'air par le rayonnement secondaire émis par le bromure d'éthyle a été trouvée 217 fois plus grande que l'ionisation produite dans l'air par le rayonnement secondaire de l'air lui-même. M. Bragg a objecté que ce résultat devait être dû en grande partie au fait que le rayonnement secondaire du bromure d'éthyle est beaucoup plus mou que celui de l'air et est par suite beaucoup plus facilement absorbé par l'air de la chambre d'ionisation servant à la mesure, que le rayonnement secondaire émis par l'air lui-même.

M. Crowther a donc repris ses expériences sur le bromure d'éthyle, mais en mesurant cette fois le rayonnement secondaire par l'ionisation qu'il produit non dans l'air mais dans le bromure d'éthyle lui-même. L'appareil employé est analogue à celui qui a déjà servi, mais il n'est pas doublé et l'on soumet successivement l'air et le bromure d'éthyle au rayonnement primaire. La chambre d'ionisation servant à la mesure du rayonnement secondaire (B dans les figures du mémoire cité) contient du bromure d'éthyle sous la pression de 200 millimètres de mercure. Comme les courants de saturation sont difficiles à obtenir, surtout dans ce gaz, en prenant un fil pour électrode centrale, on a remplacé cette électrode par une feuille d'aluminium parallèle aux faces terminales. On a trouvé ainsi que le rayonnement secondaire du bromure d'éthyle est 162 fois celui de l'air (540 fois dans le premier travail) ; en corrigeant ce résultat d'après les coefficients d'absorption du bromure d'éthyle, différents pour les rayons secondaires mous fournis par ce gaz et pour les rayons secondaires durs émis par l'air, on trouve que le rapport des deux rayonnements est en réalité 105.

D'autre part l'auteur a mesuré le rapport des coefficients d'absorption des deux espèces de rayons secondaires par une substance de faible poids atomique, en l'espèce, le papier filtre. En admettant que l'air absorbe ces rayons de la même manière (la mesure directe présente des difficultés à cause de la grande épaisseur d'air nécessaire pour produire une absorption sensible), on peut calculer le rapport des quantités absorbées dans la chambre d'ionisation, pleine d'air, des premières expériences, et corriger d'après cela le chiffre 540 brut. L'auteur trouve ainsi que le rapport du rayonnement secondaire produit par le bromure d'éthyle à celui que l'air émet est 101, résultat en parfait accord avec celui de ses nouvelles expériences. — Le chiffre 217 d'abord indiqué avait été déduit du résultat brut 540 par le même calcul, mais en prenant une valeur trop faible pour le rapport des coefficients d'absorption de l'air pour des rayons mous et des rayons durs. L. Dunoyer.

Ionisation produite dans différents gaz par les rayons γ secondaires. — R. D. Kleeman (*Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 558-577). — L'appareil se compose d'une chambre d'ionisation cylindrique A, en laiton de 5 millimètres, dans laquelle plonge une électrode isolée, reliée à une paire de quadrants d'un électromètre, ainsi qu'une autre électrode isolée plongeant dans une boîte sur le fond de laquelle est étendue une couche d'oxyde d'uranie. Les 2 chambres d'ionisation étant portées à des potentiels de signes contraires, les 2 courants se compensent à peu près quand le rayonnement pénètre dans la chambre A. Ce rayonnement est envoyé par une plaque de plomb, de zinc ou de charbon, placée près de la chambre et recevant les rayons γ de 50 mmg. de bromure de radium contenu dans un tube de verre entouré de plomb de 2 mm. ; la chambre A est à peu près protégée contre le rayonnement γ primaire par un bloc de plomb de 5 centimètres d'épaisseur. On prend comme mesure de l'ionisation totale due aux rayons secondaires la différence des courants mesurés à l'électromètre quand la plaque rayonnante est en place et quand elle est enlevée.

L'auteur s'est d'abord assuré que l'ionisation varie bien proportionnellement à la pression pour l'air et le bromure d'éthyle, très différents l'un de l'autre au point de vue de la facilité d'ionisation.

Cette vérification faite, il a cherché la nature et les causes de l'ionisation dans la chambre A. Elle est due pour 70 pour 100 au moins à l'action directe du rayonnement incident sur le gaz et pour le reste à l'action du rayonnement émis par la paroi sous l'influence du rayonnement incident. L'auteur établit ce point par des expériences spéciales en envoyant sur les parois de la chambre d'ionisation le rayonnement γ primaire lui-même et en supprimant le rayonnement secondaire des parois par un champ magnétique. On verra un compte rendu plus détaillé de

1. *Roy. Soc. Proc.*, 1907, A 78, 485.

ces expériences dans l'analyse d'un autre travail du même auteur sur le même sujet[1]. Les molécules du gaz, atteintes par le rayonnement, n'émettent que des rayons δ (rayons β très lents). L'auteur pense que, si le rayonnement incident est formé de rayons γ secondaires plus mous que les rayons primaires, la part de l'ionisation totale qui leur est due est plus grande, mais du même ordre.

Il a étudié un grand nombre de gaz, $CHCl^3$, $C^4H^{10}O$, CS^2, CCl^4, C^2H^{12}, CH^3I, C^2H^5I, C^2H^5Br, $Ni(CO)^4$, O^2, CO^2, AzH^3, Az^2O, SO^2, C^2H^2. Pour les comparer, on calcule l'ionisation qu'ils manifestent, rapportée à celle de l'air dans les mêmes conditions, sous l'action : 1° des rayons γ primaires ; 2° des rayons γ secondaires émis par le zinc, le charbon et le plomb ; 3° des rayons β de l'uranium ; 4° des rayons α du radium ; 5° des rayons X durs et des rayons X mous. Pour faire ces calculs, l'auteur complète ses résultats par ceux d'autres physiciens, Mc Clung, Strutt et Crowther en particulier.

On constate ainsi que, pour tous les gaz étudiés ne contenant pas d'atome plus lourd que Cl, l'hydrogène excepté, l'ionisation relative (par rapport à l'air) dépend très peu de la cause ionisante.

Pour l'hydrogène, l'ionisation relative est, avec tous les rayonnements, de beaucoup la plus faible, et elle dépend beaucoup plus de la nature du rayonnement. Elle croît avec sa dureté pour les rayons X d'une part, et les rayons γ d'autre part (les rayons primaires étant plus durs que les rayons secondaires). Mais elle est du même ordre pour les rayons X et pour les rayons γ, ce qui conduit à supposer, pour la courbe reliant l'ionisation relative au pouvoir pénétrant, une forme telle que celle de la figure 1, si l'on admet que les rayons γ et les rayons X ne diffèrent que par leur pouvoir pénétrant.

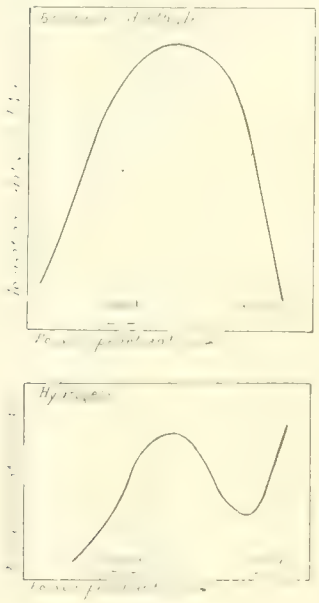


Fig. 1 et 2

Les gaz contenant un atome lourd (Br, I ou Ni) ont une ionisation relative d'autant plus grande que le rayonnement γ ou X est plus mou. Il y a exception pour le bromure d'éthyle : pour les rayons X, d'après les nombres de Crowther, son ionisation relative passe de 72 avec les rayons mous à 118 pour les rayons durs, tandis qu'elle diminue de 6,50 pour les rayons γ secondaires émis par la plaque de charbon à 4,65 pour les rayons γ primaires. La courbe de l'ionisation relative en fonction du pouvoir pénétrant aurait la forme ci-dessus (fig. 2). Si l'on peut, en augmentant la dureté des rayons X ou en adoucissant les rayons γ par des réflexions successives, mettre en évidence le maximum de cette courbe, ce sera une preuve de plus à l'appui de la théorie qui donne la même nature aux rayons γ et aux rayons X.

L'auteur calcule aussi les ionisations atomiques pour les rayons β primaires et pour les rayons γ secondaires. Sauf pour CS^2, SO^2 et H^2, on constate alors que, pour les composés, la loi d'additivité s'applique assez bien aux ionisations atomiques. De plus on retrouve bien les mêmes ionisations atomiques pour les rayons γ primaires et les rayons γ secondaires quand il s'agit de corps dont le poids atomique ne dépasse guère celui du chlore. Mais les atomes lourds sont d'autant plus sensibles à la différence des rayonnements qu'ils sont plus lourds ; l'ionisation atomique croît beaucoup plus vite avec le poids atomique pour les rayons secondaires que pour les rayons primaires.

Ces résultats permettent d'interpréter une expérience intéressante faite par l'auteur : l'ionisation relative de l'iodure de méthyle, par exemple, diminue de 12,07 à 8,42 quand le rayonnement secondaire, au lieu de venir de la plaque dans une direction moyenne normale, est émis sous une incidence rasante à peu près en prolongement du rayonnement primaire. Dans ce dernier cas le rayonnement est donc plus dur que dans le premier, ce qui est conforme à la théorie d'après laquelle les réflexions successives du rayonnement secondaire sur les atomes sont seules capables de modifier sa direction initiale, la même que celle du rayonnement primaire, en adoucissant de plus en plus ce rayonnement.

Louis Dunoyer.

1. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 15 (1909) 169.

Mobilité des ions dans les diélectriques liquides. — Böhm-Wendt et **E. v. Schweidler** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909), 579-582). — En étudiant la conductibilité propre de quelques liquides faiblement conducteurs (pétrole, mélange de pétrole et d'hexane, huile d'olive), E. v. Schweidler a montré autrefois que la somme $u + v$ des mobilités des ions des deux signes est une quantité mal définie, variant de 1.10^{-5} à 200.10^{-5} cm. sec., selon les conditions expérimentales, sans doute par une superposition d'effets dus à des ions de mobilité inégale. En étudiant la conductibilité provoquée par les rayons Becquerel, P. Curie et plus tard G. Jaffé sont arrivés à des résultats plus précis.

En admettant que les rayons Becquerel fassent naître dans le diélectrique liquide des ions d'une seule espèce, on a, en mesurant la conductibilité ohmique λ, sous champ faible, le courant de saturation S, et employant la formule de Langevin valable dans un milieu très dense, les trois relations

$$(1) \qquad \lambda = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}\, e\,(u + v)$$

$$(2) \qquad S = q\,e\,V$$

$$(3) \qquad \frac{k\,\alpha}{4\pi e\,(u + v)} = 1$$

qui suffisent à déterminer $u + v$, q et α.

Naturellement les calculs ne se rapportent qu'aux ions relativement mobiles donnant lieu à un courant de saturation proprement dit. On sait par les recherches de Jaffé qu'à ces ions viennent toujours s'ajouter de gros ions donnant un courant de nature électrolytique.

On peut encore, comme l'a aussi montré Langevin, remplacer l'équation (3) par la mesure de la quantité totale d'électricité recueillie après qu'on a fait cesser l'action de la source ionisante.

Le dispositif expérimental comporte un condensateur cylindrique à isolant liquide muni d'un anneau de garde, la préparation radioactive pouvant se placer à l'intérieur de l'armature centrale. Le courant est envoyé soit directement à travers un galvanomètre soit dans une capacité qui se charge et qu'on décharge ensuite dans le galvanomètre.

Résultats : A. — Ether de pétrole. Comme l'intensité d'ionisation est proportionnelle à la masse m de la substance radioactive employée, on doit s'attendre, d'après les for-

mules ci-dessus, à une proportionnalité entre α et $\sqrt{m}$. C'est en effet ce qui s'est trouvé assez bien vérifié pour une série d'observations faites avec quatre préparations d'activité très différente. La valeur trouvée pour la somme des mobilités est

$$u + v = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ cm. sec.}$$

Cette valeur est certainement correcte comme ordre de grandeur, mais les auteurs pensent qu'il convient de la doubler si l'on veut tenir compte de l'importante correction provenant d'un courant électrolytique non saturé. L'ordre de grandeur trouvé pour $u + v$ est bien en accord avec celui qu'on obtient dans l'étude de la conductibilité électrolytique ($0,2$ à $4,0.10^{-5}$) et aussi avec le nombre $0,55.10^{-5}$ qui se déduit des expériences récentes de G. Mie sur l'éther. Les expériences faites ici ne renseignent pas sur les mobilités des ions qui transportent le courant non saturé (courant d'électrolyse).

B. Huile de vaseline. — Cette substance donne une conductibilité beaucoup plus faible que le pétrole, et qui correspond à un courant ohmique. La méthode de calcul ci-dessus est donc inapplicable. En admettant comme approximation grossière que l'intensité d'ionisation produite par la même préparation est la même dans l'huile de vaseline et dans le pétrole, on peut écrire en se servant de la formule de Langevin

$$\frac{\lambda_0}{\lambda'_0} = \frac{u+v}{\sqrt{\alpha}} : \frac{u'+v'}{\sqrt{\alpha'}} = \sqrt{u+v} : \sqrt{u'+v'}$$

On a trouvé $\lambda_0 = 41.10^{-5}$ et $\lambda'_0 = 4,7.10^{-5}$ unités électrostatiques.

On tire de là $u' + v' = 5,5.10^{-5}$ cm. sec.

Le coefficient de recombinaison α' doit donc être lui aussi environ 86 fois moindre dans l'huile de vaseline que dans le pétrole, ce qui explique le fait curieux que plusieurs heures après enlèvement du corps radioactif l'huile de vaseline possédait encore une conductibilité bien supérieure à la conductibilité spontanée. — Léon Bloch.

Action des rayons α sur les diélectriques solides. — **T. Bialobjeski** (*C. R.*, **149** (1909) 120-122). — Les rayons α, émis par le polonium, produisent un effet spécial sur les diélectriques solides, tels que le soufre et la paraffine. L'auteur a étudié cette action au moyen d'un condensateur plan, dont l'armature postérieure reliée à une batterie d'accumulateurs est constituée par un disque d'argent recouvert de polonium, placé dans un disque d'aluminium; l'armature inférieure est en communication avec l'électromètre; entre les deux est placée la substance à étudier. Si on établit le champ électrique, on constate que le courant dû au rayonnement α, très fort au début, se réduit rapidement à zéro; le rayonnement pénétrant produit au contraire dans le soufre un courant qui s'affaiblit avec une extrême lenteur. On peut mesurer la quantité totale d'électricité recueillie pendant toute la durée du courant. On constate que la durée du courant d'ionisation est proportionnelle à la différence du potentiel à partir de 560 volts. Il y a aussi proportionnalité entre la quantité d'électricité recueillie et la force électromotrice. Si on interpose des feuilles d'aluminium entre la surface du soufre et le polonium, on allonge considérablement la durée du courant.

M. Langevin suppose que les rayons α du polonium pénètrent dans une couche très mince du diélectrique en y produisant une ionisation intense; les ions des deux signes se meuvent en sens contraire sous l'influence du champ, et tout se passe comme si la charge du plateau supérieur était transportée sur la surface inférieure de cette couche, le courant cessant alors; pour expliquer qu'aux potentiels élevés la durée du courant est proportionnelle à la force électromotrice, on suppose qu'on a alors le courant de saturation.

L'épaisseur calculée de cette couche est 1 mm. 4. Le calcul de la mobilité des ions dans le soufre conduit à $5.10^{-9} \frac{\text{cm. sec.}}{\text{volt-cm}}$. — Gaston Dumas.

Sur l'ionisation de la paraffine à différentes températures. — **Bialobjeski** (*C. R.*, **149** (1909) 279-281). — Les expériences de l'auteur apportent des preuves nouvelles en faveur du caractère ionique de la conductibilité acquise par les diélectriques solides et liquides sous l'action des rayonnements des corps radioactifs. La substance étudiée a été la paraffine dure, extraite de l'ozokérite et dont les qualités isolantes ont été mises en évidence par M. Malclès.

Le dispositif consiste en un condensateur plan placé dans une cuvette de porcelaine contenant de la paraffine coulée. L'appareil permet de faire agir le rayonnement ionisant sur la substance étudiée à travers un disque d'aluminium de 1 millimètre d'épaisseur. Ce disque est entouré d'un anneau de garde et constitue l'une des armatures du condensateur; il est relié à un électromètre Moulin. L'autre armature est chargée au moyen d'une batterie de petits accumulateurs. Pour la mesure des courants relativement forts on relie une capacité convenable à l'électromètre. Les rayons ionisants émanent d'un milligramme de bromure de radium, qui est contenu dans une capsule fermée par une fenêtre de mica. L'action des rayons α était ainsi éliminée. L'auteur a fait des mesures à deux distances séparant les armatures du condensateur, à savoir 1 millimètre et 1 centimètre. La conductibilité de la paraffine à l'état solide présente des particularités déjà signalées par H. Becquerel. Le fait frappant est l'accroissement considérable de la conductibilité pendant une longue période, si la substance est continuellement exposée au rayonnement. A mesure que la température monte, les deux courants, spontané, et dû au rayonnement, augmentent, d'abord, très lentement. Au voisinage du point de fusion, qui est à peu près 74 degrés, on observe un accroissement rapide : dans l'intervalle de 10 degrés les deux courants deviennent 8 fois plus forts. Ensuite l'accroissement se ralentit.

Le tableau suivant représente les résultats des expériences, effectuées à une distance d'un millimètre et pour une différence de potentiel de 720 volts. Le courant y est rapporté à 1 centimètre carré de surface et à l'unité électrostatique de champ électrique, c'est-à-dire que les nombres donnent la conductibilité en unités électrostatiques.

Température	Courant spontané	Courant en présence de radium	Rapport
20°	0,6 10^{-9}	9 10^{-9}	15
60°	0,8.	10	12,5
66°	1.	12	12
70°	1,2 »	18 »	15
72°	2,4	28	11,7
74°	7,5.	50	15,1
76°	4,6.	86.	18,7
80°	9,1	148	16,2
85°	10. »	155. »	15,5
90°	11.	165	15
95°	14	179.	12,8
100°	16.	185	11,5

On voit que le courant spontané et le courant d'ionisation restent dans un rapport qui varie peu. Cela conduit à penser d'une part que les conductibilités permanente et acquise sont dues à des centres analogues ; d'autre part, que les variations du courant avec la température sont imputables principalement aux changements de la mobilité des ions et que, par conséquent, le nombre des ions présents dans la substance ou créés par le rayonnement reste à peu près constant.

Le courant dans la couche mince de paraffine liquide présente des propriétés particulières. On peut distinguer trois phases successives dans la variation du courant spontané avec le champ électrique : jusqu'à un champ de 200 volt/cm. environ le courant suit exactement la loi d'Ohm. Ensuite l'augmentation devient plus lente et entre 900 volt/cm. et 2700 volt/cm. il croît à peine. A partir de cette valeur du champ le courant monte de nouveau avec une rapidité croissante. D'ailleurs le courant spontané est toujours petit en comparaison du courant d'ionisation. Celui-ci ne présente pas les singularités décrites plus haut. D'abord il croît proportionnellement à la force électromotrice et ensuite de plus en plus lentement en s'approchant de la saturation aux plus champs réalisés. L'ionisation produite par le rayonnement disparaît dans le liquide au bout de quelques minutes, tandis que dans la paraffine solide elle persiste pendant plusieurs heures.

Pour la distance d'un centimètre entre les armatures on observe pas la troisième phase pour le courant spontané, ce qui est du reste compréhensible, le champ étant devenu dix fois plus faible. A partir de 1000 volts on a sensiblement le courant de saturation. La saturation n'a pas pu être atteinte naturellement dans le cas du courant d'ionisation.

Récemment Cecilia Bohm Wendt et L. v. Schweidler ont mesuré la mobilité des ions dans l'éther de pétrole[1]. Par une méthode analogue l'auteur a trouvé pour la somme des mobilités des ions, qui transportent le courant spontané, la valeur 5.10^{-4} cm : sec/volt : cm. à 100° et $5,5.10^{-4}$ à 80°. La distance entre les électrodes était d'un centimètre. Le rapport de ces mobilités est voisin du rapport des intensités, ce qui démontre la constance du nombre d'ions présents quand la température varie. R.

Conductibilité spontanée de la vapeur de sodium à l'obscurité, rapport entre l'ionisation des gaz et l'absorption de leur spectre de raies. — Ch. Füchtbauer (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 374-377). — S'inspirant des idées de Stark, d'après qui les *ions atomiques positifs* sont la source des spectres de raies (émission et absorption), l'auteur a songé à faire la vérification suivante des théories de l'ionisation : mesurer directement par une méthode électrométrique le nombre des ions positifs et comparer à celui qu'on le tient de mesures optiques. Il s'est adressé à la vapeur de sodium, qui possède déjà au voisinage de 190° une absorption notable pour les raies D, et possède aussi à cette température une conductibilité spontanée appréciable.

Cette conductibilité a été mise en évidence, au moins d'une manière qualitative, par l'expérience suivante. Un condensateur cylindrique en verre argenté est relié à l'électromètre. Chauffé électriquement dans le vide, ce condensateur ne donne aucun courant spontané à 250° et est [illegible] de lui faire subir d'abord un chauffage à 550° pour le débarrasser des gaz occlus. Dans les mêmes conditions, si l'on a introduit dans l'appareil un fragment de sodium, on observe vers 210° un courant notable changeant de sens avec le signe du champ. L'allure de ce courant est bien celle qu'on est accoutumé à rencontrer dans les gaz ionisés sous faible pression : d'abord une branche rectiligne correspondant au courant ohmique, puis un palier assez court, enfin une branche rapidement ascendante correspondant à la région d'ionisation par les chocs.

Quant à l'absorption des raies D par la vapeur de sodium au voisinage de 190°, elle a été observée par l'auteur dès le début de 1908 sur un tube à vapeur de sodium de 15 centimètres de long. C'est ce phénomène qui lui a suggéré l'idée de rechercher une conductibilité spontanée à la même température, le sodium étant jusqu'ici le seul corps qui à température aussi basse possède un spectre d'absorption formé de raies nettes.

L'auteur se propose de faire une étude quantitative des deux phénomènes (ionisation et absorption). Il espère apporter ainsi un élément nouveau à la théorie de Stark sur les spectres de raies, et peut-être arriver à expliquer la situation exceptionnelle qu'occupent le sodium et les métaux alcalins aussi bien par leur ionisation à l'état gazeux que par leur tension d'ionisation électrolytique.

Léon Bloch.

Sur la production d'une lueur dans un tube vide en mouvement dans un champ électrostatique et sur l'action d'un champ magnétique sur la lueur ainsi produite. — Jervis Smith (*Proc. Roy. Soc.*, **80** (1908) 212). — M. Jervis Smith a observé le phénomène suivant : un tube à vide sans électrode (vide

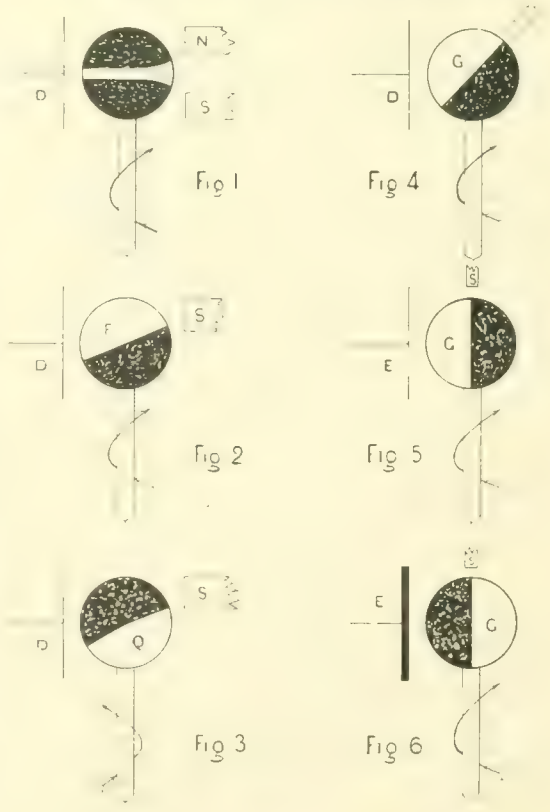


Fig. 1

d'un radiomètre de Crookes, ou vide d'un tube à rayons X) est monté sur un axe autour duquel on peut le faire tourner rapidement (20 tours par seconde) avec un petit moteur (fig. 1) ; le tube est dans le champ d'un disque D chargé à l'électrophore ; aussitôt que le tube est en mouvement, il s'illumine d'une lumière vert-bleu. Le phénomène ne se produit pas si l'on place en face du disque D, de l'autre

[1] Voir ce journal, p. 278.

côté du tube, un disque semblable porté au même potentiel. Il ne semble pas y avoir décharge du disque D pendant le phénomène. Si l'on fait tourner le disque chargé au voisinage du tube vide, aucune luminosité ne se produit. L'auteur attire l'attention, en vue d'une explication du phénomène, sur l'existence possible d'une très mince couche de mercure sur la paroi de l'ampoule.

Action d'un champ magnétique sur la luminosité. Les figures 1, 2, 3, 4, 5, 6 montrent ce qui se passe quand on met au voisinage du tube soit un électro-aimant en fer à cheval, soit un électro-aimant droit, lorsqu'on inverse les poles, ou le sens de la rotation, ou le signe de la plaque chargée (E, fig. 6, est de signe contraire à D). On peut résumer l'action du champ de la manière suivante :

Supposons l'ampoule sphérique et l'aimant rectiligne placé dans le plan passant par l'axe de rotation et normal à la plaque chargée; un observateur debout sur ce plan, les pieds sur le pole approché de l'ampoule et regardant l'ampoule, voit la luminosité se rassembler dans l'hémisphère situé à *sa droite* si le pole est *sud*, si la plaque chargée est *positive*, et si la rotation du tube se fait dans *le sens des aiguilles d'une montre* pour un observateur regardant l'ampoule de l'extrémité de sa tige. Le phénomène se renverse si l'un des éléments change de sens.

Des expériences en vase clos ont donné les mêmes résultats. LOUIS DUNOYER.

Sur la production d'une lueur dans un tube à vide en mouvement dans un champ électrostatique et l'action d'un champ magnétique sur cette lueur. — Jervis Smith (*Proc. Roy. Soc.*, A-81 (1908) 430-433). — Cette note contient une série d'essais faits par l'auteur sur le phénomène qu'il a découvert[1]. Ils ont été pour la plupart effectués dans des ballons de silice, dans lesquels on observe une lueur beaucoup plus vive que dans les ballons en verre, et ils ont porté sur le néon, l'oxygène et l'hydrogène comme gaz résiduels. Le néon, placé dans le champ électrostatique variable qui sépare une pointe et un plateau reliés aux bornes d'une bobine d'induction, s'illumine en rouge. Le ballon en mouvement de rotation dans un champ électrostatique constant (de l'ordre de 800 v.), s'illumine, mais assez peu, en rouge également; la lueur est peu influencée par le champ magnétique. Quand le gaz résiduel est l'oxygène ou l'hydrogène, la lueur est rendue beaucoup plus brillante par l'approche d'un pôle magnétique, et la place qu'occupe son maximum dépend de la nature du gaz pour la même disposition des appareils.

Au lieu de faire tourner le ballon dans un champ électrostatique constant, on peut le faire tourner sans produire de champ et en faisant toucher sa surface par un frotteur en poil de chameau, relié au sol; on n'aperçoit aucune lueur; mais si l'appareil ainsi disposé est entre les pièces polaires plates d'un électro-aimant, une vive lueur se produit, quand on excite le champ, et disparaît avec lui. Si on enlève le frotteur, la lueur dure encore pendant quelques minutes. LOUIS DUNOYER.

Conductibilité d'un gaz à la pression atmosphérique sous l'influence d'une haute tension alternative. — A. Chasty (*C. R.*, **149** (1909) 28-30). Si l'on soumet un gaz à un champ très intense, il devient de lui-même conducteur. L'auteur a étudié à la pression ordinaire l'allure de la conductibilité acquise sous l'influence d'un champ alternatif intense par l'air et l'hydrogène. L'appareil employé est un condensateur à gaz formé de deux cylindres de verre concentriques, dont l'intervalle est rempli du gaz à étudier : les armatures sont collées à l'extérieur du gros cylindre et à l'intérieur du petit. Pour mesurer l'intensité efficace du courant qui alimente le condensateur, l'auteur met en série un second condensateur dont l'ampoule est bien plus grande et est connue. La mesure, à l'aide d'un électromètre, de la différence de potentiel aux bornes de ce second condensateur permet de calculer le courant. Pour des tensions inférieures à une certaine valeur, tension critique, le gaz n'est pas conducteur. Si l'on dépasse la tension critique, le gaz devient conducteur : il y a alors production d'effluves. On constate que la conductibilité du gaz croît d'une façon continue avec la tension, et ce n'est que pour les fortes tensions bien supérieures à la tension critique que la capacité du condensateur à gaz est la même que celle que l'on obtient en remplaçant le gaz par un liquide conducteur. G. D.

Sur les projections cathodiques. — L. Houllevigue (*C. R.* **148** (1909) 1320-1322). — On sait qu'une cathode placée dans le vide projette en outre des corpuscules déviables par l'aimant, des parties de sa propre substance. Ces projections de matière ne sont pas déviées d'une façon appréciable par le champ magnétique, ce qui prouve que les particules projetées ont, ou une masse matérielle grande, ou une charge électrique faible, ou une grande vitesse. Les expériences de l'auteur sont favorables à la première hypothèse, qui n'exclut d'ailleurs aucune des deux autres.

Les expériences ont été faites avec une cathode en argent. Les projections cathodiques étaient reçues sur un plan de verre. A chaque centre attractif constitué par une particule projetée correspond une masse d'argent voisine de 6×10^{-12} milligramme, c'est-à-dire 10^{7} fois plus grande que la masse d'une molécule d'argent.

D'après cela les projections cathodiques seraient constituées d'éléments matériels très gros par rapport aux molécules, leur diamètre en les supposant sphériques serait voisin de 100 μμ, c'est-à-dire très supérieur à l'épaisseur de certains dépôts qui paraissent continus. G. DANNE.

Sur la pulvérisation cathodique dans les gaz raréfiés. — V. Kohlschütter (*Zeitschrift für Elektrochemie* (1909), 316). — L'auteur continue ses recherches antérieures (voir *Zs. f. Elektrochemie* (1906), 365, 869; (1908), 221, 366, 453, 417, 677, 437, 681, 695, 752) effectuées en collaboration avec M. R. Muller, Th. Goldschmidt et d'autres.

En employant le courant continu d'une machine à influence de Toepler, la pulvérisation cathodique de Au, Ag, Pt, Pd, Cu, Ni a été étudiée lorsque les métaux se trouvaient dans une atmosphère de Ar, Az, H.

L'intensité du courant était 7.10^{-4} ampère, la tension cathodique était environ de 1500 volts.

On a pu montrer :

1° Que la pulvérisation cathodique des métaux employés est proportionnelle à l'intensité du courant;

2° En rapportant les données des expériences sur des courbes représentées en fonction de la tension (l'intensité du courant étant identique pour l'argon et pour l'azote, on obtient des droites; dans le cas de l'hydrogène, la courbe n'est pas régulière.

3° Les quantités des métaux pulvérisés, par rapport à la tension et à l'intensité du courant, sont toujours proportionnelles à leurs équivalents si les expériences sont établies dans une atmosphère d'argon ou d'azote;

4° Cependant les résultats ne sont pas identiques entre eux. Il semble que les métaux pulvérisés dans l'azote figurent là avec des valences analogues à celles qui figurent ce

1. Voir l'analyse précédente.

néralement dans les combinaisons chimiques; mais il n'en est pas ainsi avec l'argon, les métaux pulvérisés dans ce gaz se montrent monovalents ou bivalents;

5° En général, on a trouvé que la pulvérisation cathodique est plus intense dans une atmosphère d'argon que dans une atmosphère d'azote et qu'elle est encore moins intense lorsque le phénomène se passe dans l'hydrogène.

Avec ces recherches l'auteur a vérifié les observations de Holborn et Austin en ce qui concerne la pulvérisation équivalente dans l'air, ainsi que ses propres observations et celles de Goldschmidt sur l'influence de l'atmosphère sur la pulvérisation. Au contraire, il n'a pu vérifier les résultats de Fischer et Hahnel (*Zs. f. Elektroch.* (1908), 366, 455, 677), qui indiquaient des conditions où la pulvérisation dans l'hydrogène et dans l'argon était identique.

B. Szilard.

Sur la théorie de la pulvérisation cathodique; remarques sur l'article de M. Kohlschütter. — **J. Stark** (*Zeitschrift für Elektrochemie* (1909), 509). — L'auteur fait quelques objections contre les interprétations et conclusions de M. Kohlschütter; d'après lui on peut conclure des expériences de M. Kohlschütter, qu'entre l'intensité du courant et la quantité de métal pulvérisé dans différents gaz il n'y a aucune proportionnalité directe.

B. Szilard.

Sur la pulvérisation cathodique; remarques sur l'article de M. Kohlschütter. — **Franz Fischer** (*Zeitschrift für Elektrochemie* (1909), 512). — L'auteur fait la même remarque que M. Stark et admet également que d'après les expériences de M. Kohlschütter on ne peut aucunement penser démontrer la proportionnalité entre la quantité du métal pulvérisé et l'intensité du courant : tout étant exceptionnel, il n'y a donc rien qui soit en faveur de la théorie et qui démontrerait la règle.

B. Szilard.

Atomistique

L'origine électrique de l'attraction moléculaire. — **W. Sutherland** (*Phil. Mag.*, 17 (1909), 657-670). — Ce mémoire contient un résumé historique des travaux de l'auteur sur l'attraction moléculaire et la cohésion. La plupart des effets de cohésion s'expliquent si on admet que les molécules s'attirent en raison inverse de la quatrième puissance de la distance. On obtient cette même loi d'attraction si l'on suppose que les molécules sont constituées par des doublets électriques ou magnétiques.

E. Bauer.

Nombre de molécules contenues dans l'unité de volume d'un gaz. — **P. Ghose** (*Nature*, 80 (1909), 39). — Les résultats obtenus pour le nombre de molécules contenues dans l'unité de volume d'un gaz sont différents suivant la méthode employée pour ce calcul. Les valeurs trouvées relativement à l'hélium sont les suivantes.

$$0{,}017 \times 10^{19}$$
$$1{,}4 \times 10^{19}$$
$$2{,}8 \times 10^{19}$$
$$56 \times 10^{19}$$
$$4 \times 10^{19}$$

La valeur la plus probable semble être $2{,}8 \times 10^{19}$, obtenue à partir de l'équation de Van der Waals, dans laquelle $b = 4\sqrt{2}$. La valeur de N trouvée par les récents expériences de Rutherford et Geiger est $2{,}72 \times 10^{19}$.

Les constantes moléculaires des gaz inactifs. — **G. Rudorf** (*Phil. Mag.*, VI-17 (1909), 795-815). — Les gaz monoatomiques présentent un intérêt particulier au point de vue de la théorie cinétique et le présent travail a pour objet de voir quelle concordance existe entre les valeurs de diverses grandeurs moléculaires, en particulier la diamètre σ et le nombre N de molécules par centimètre cube, calculées de diverses manières.

Les formules que l'auteur utilise sont les suivantes :

$$(1) \qquad p = \frac{1}{3}\rho G^2 \quad (2) \quad \Omega = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}\, G$$

$$(3) \qquad \eta = 0{,}30967\,\rho L \Omega \quad (4) \quad L = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi N \sigma^2}$$

d'où

$$(5) \qquad \begin{cases} \sigma = 6\sqrt{2}\,L & \text{ou la formule modifiée par Jeans} \\ \sigma = 4{,}58\sqrt{2}\,L & \text{et} \quad \frac{\pi}{6} N \sigma^3 = V \quad (6) \end{cases}$$

en désignant par p la pression (atmosphérique normale), ρ la densité gazeuse (dans les conditions normales), G la racine carrée de la moyenne du carré de la vitesse d'agitation moléculaire, Ω la vitesse moyenne, η le coefficient de viscosité, L le chemin de libre parcours, V le volume propre des N molécules contenues dans un centimètre cube sous les conditions normales. Si l'on emploie les formules (5), il faut calculer L d'après (1), (2), (3) et, en employant (6), le mieux est de prendre pour N la valeur $2{,}75.10^{19}$ déduite des expériences de Rutherford et Geiger sur la charge des rayons α. Quant à V, on peut le calculer : 1° par le rapport des densités à l'état liquide et à l'état gazeux, en admettant que dans le premier les molécules occupent tout le volume; 2° en prenant le quart du coefficient b de Van der Waals; 3° d'après la formule de Clausius-Mossotti $V = \frac{K-1}{K+2}$, où K désigne le pouvoir inducteur spécifique; 4° par la formule $V = \frac{\mu^2-1}{\mu^2+2}$ déduite de la précédente en appelant μ l'indice de réfraction pour les longueurs d'onde infinies, indice que l'on peut connaître par les formules de dispersion. On peut enfin, en éliminant V entre l'une ou l'autre des équations (5) et l'équation (6), calculer σ d'après le coefficient de viscosité, N, ρ et Ω, sans faire intervenir le calcul de V.

Tous ces résultats sont résumés dans un tableau. Ils sont assez désappointants par leurs divergences, dont beaucoup restent actuellement inexplicables.

Quant au nombre N, on peut le déduire de L et V en éliminant σ entre les équations (5) et (6).

L'auteur signale une curieuse accumulation de fautes de calcul numérique qui ont échappé à Lord Kelvin dans la détermination, au moyen du coefficient de viscosité et de la vitesse G, du produit $N\sigma^2$ qui permet d'obtenir le chemin de libre parcours L, ainsi que dans le calcul de V par la densité de l'argon liquide.

Pour He, Ne, A, Kr et Xe la valeur de ρ est connue et, par suite, on peut en déduire V; pour les mêmes gaz, sauf pour le néon, on connaît aussi la densité d à l'état liquide; en calculant le rapport des deux valeurs correspondantes de V pour ces gaz et en extrapolant, on peut en déduire la valeur probable de ce rapport pour le néon et par suite la densité probable du néon à l'état liquide. On trouve 1,24.

1. (*Zs. f. Elektroch.*, 1908, 366, 455, 677).

De nouvelles modifications proposées par Sutherland et Reingaum pour mettre d'accord la théorie et l'expérience au sujet de la variation du coefficient de viscosité avec la pression, n'améliorent pas l'accord entre les valeurs de σ.

Louis Dunoyer.

Sur la méthode pratique du calcul simultané des poids atomiques; résultats généraux. — **G.-D. Hinrichs** (*C. R.*, **148** (1909) 1760-1765). — L'auteur a calculé, d'après 60 opérations chimiques, 182 valeurs de haute précision de poids atomiques comprenant 55 déterminations pour l'argent, 54 pour l'oxygène et 27 pour le chlore. Dans la présente note l'auteur donne sous forme de tableau le résumé général de ses calculs. G. D.

Sur une catalyse par l'humidité. — **J. Meynier** (*C. R.*, **148** (1909) 1516-1517). — L'auteur a cherché à étudier les variations selon la proportion d'humidité, de la vitesse de combinaison de l'oxygène et du bioxyde d'azote, et à déterminer d'autre part, sous quel état physique agissait l'eau. On sait, en effet, que la moindre trace d'humidité suffit à faire conserver à la réaction son caractère de rapidité; une trace d'eau peut d'ailleurs exister à l'état liquide, puisqu'il existe des gouttelettes de l'ordre du centième de micron. Les dessiccations et filtrations n'ont pas fait varier de plus des erreurs d'expériences la vitesse de réaction : il faut donc conclure que la quantité d'eau n'intervient pas pour faire varier la vitesse de réaction, et que la trace d'eau existant est à l'état de vapeur; la catalyse a ici les allures d'un déclic. G. D.

Phénomènes cosmiques

Sur la distribution du thorium dans les roches à la surface de la terre. — **J. Joly** (*Phil. Mag.*, **18** (1908) 140-145). — Suite des mémoires antérieurs du même auteur (*Phil. Mag.*, mai 1909, analysé dans le *Radium*, 1909). La partie essentielle du travail est relative aux roches du tunnel du Saint-Gothard. En voici un tableau résumé :

Quantités moyennes en gr. par gr. de roche	Thorium	Radium	Uranium
Granit et Gneiss du massif du Finsteraarhorn..	$1,85 \times 10^{-}$	$7,7 \times 10^{-12}$	$2,26 \times 10^{-}$
Sédiments altérés, côté suisse,	0,97	4,9	1,44
Schistes . . .	1,18	3,9	1,15
Sédiments altérés côté du Tessin	0,51	5,4	1,00

C'est dans le granit le plus riche en radium, en thorium et en uranium, qu'on a observé le gradient de température le plus élevé.

Les quantités d'uranium et de thorium sont grossièrement proportionnelles. E. Bauer.

Sur la présence du thorium dans les roches. Action thermique et action ionisante du thorium contenu dans les roches (**G. A. Blanc** (*Rend. Lincei* V **18** (241-246 et 289-294). — M. Blanc a déjà fait voir qu'à Rome, dans le jardin de l'Institut physique, le sol a une teneur en thorium de $1,15.10^{-}$ par gramme. Il a maintenant entrepris une analyse systématique de nombreuses roches pour en déterminer la teneur en thorium et la comparer à la teneur en radium telle qu'elle a été déterminée par Strutt. Les résultats publiés seront complétés plus tard.

La séparation du thorium a été faite sur les échantillons à surfaces fraîches, à l'abri de toute infection radioactive provenant du laboratoire. Le traitement a consisté en une fusion de la roche pulvérisée avec des carbonates alcalins, reprise par l'eau, attaque du résidu par HCl, filtration de la silice, précipitation des sulfates insolubles (radium) par H_2SO_4, nouvelle filtration, et précipitation des hydrates par l'ammoniaque. Ces hydrates sont étudiés dans un électroscope de grande sensibilité, après qu'on s'est assuré, par un dosage d'émanation, de l'absence complète du radium. On n'a aucune raison de croire à la présence de l'actinium ni de l'uranium. Le dosage du thorium s'est fait par comparaison avec une solution titrée.

Nature de la roche	Provenance	Th en gr. par gr.
Syénite	La Balme (Biella)	$8,28.10^{-}$
Syénite.	Bains (Biella	$6,55.10^{-}$
Granite	Baveno (Lac Majeur	$3,14.10^{-5}$
Granite.	Vosges.	$2,07.10^{-}$
Prologyne.	Beaufort (Savoie	Quantité inappréciable

On voit que sauf le dernier échantillon tous les minéraux ont conduit à une teneur en thorium du même ordre que celle qui a été observée à Rome. Un calcul simple montre que cette teneur correspond à un dégagement de chaleur *double* et à une action ionisante également *plus forte* que ce que donna le radium. Ainsi se trouve mise en évidence l'importance du thorium dans les phénomènes calorifiques et électriques à la surface du globe. Certains résultats un peu discordants obtenus par Ève à Montréal s'expliquent très bien si l'on admet que cet auteur a négligé indument la part qui revient au thorium dans l'activité terrestre.

Léon Brou.

Sur la distribution du thorium à la surface de la terre. — **G. A. Blanc** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 146-148). — Résumé bref des travaux antérieurs de l'auteur.

La conclusion générale de ces deux mémoires est que le thorium se trouve dans toutes les roches étudiées du sol de la terre, dans l'eau de mer, etc. Son importance, au point de vue de la radioactivité terrestre, est donc considérable.

E. Bauer.

Dégagement d'hélium des minéraux radioactifs par pulvérisation. — **J. A. Gray** (*Roy. Soc. Proc.*, A-**82** (1909) 301-306). — L'hélium se trouve retenu mécaniquement dans les minéraux radioactifs; l'auteur a recherché quelle était la structure du minéral propre à retenir chaque atome d'hélium. Moss[1] a montré que la pechblende abandonne par pulvérisation presque tout l'hélium qu'elle contient, ce qui prouve que l'atome d'hélium est interposé entre des particules de matière de la grosseur des grains de la poudre obtenue. L'auteur a opéré sur la thorianite qui contient une grande quantité d'hélium, la quantité dégagée étant obtenue par différence entre la quantité d'hélium contenue dans le minéral brut et celle du minéral pulvérisé. Pour la première détermination on attaque par l'acide nitrique; on débarrasse l'hélium de ses

1. Moss, *Roy. Dublin. Soc. Proc.*, . II 8

impuretés, on ramène la mesure à des conditions déterminées et à 1 gramme de matière. La pulvérisation se fait d'abord dans un mortier de fer, puis par petites portions dans un mortier d'agate, après tamisage au travers d'un tamis de 0,5 mm. de maille; la poudre obtenue est centrifugée dans une capsule contenant de l'eau et le liquide supérieur est siphoné dans une autre capsule où on laisse le minéral se déposer; après décantation on sèche à 55°; on obtient ainsi des poussières de 0,001 mm. à 0,009 mm. L'expérience montre que 11 pour 100 d'hélium se dégagent entre les états du minéral correspondant à la poudre qui ne traverse pas le tamis et aux dernières poussières obtenues. Par une pulvérisation plus avancée on n'a plus qu'une réduction de 5 pour 100; on peut continuer ainsi jusqu'à ne plus avoir de réduction entre deux états différents.

Une autre méthode consiste, après pulvérisation au mortier d'agate, à agiter la poudre avec de l'eau et laisser déposer, puis décanter le liquide supérieur, laisser déposer un temps plus ou moins long et siphoner. On détermine ensuite sur le minéral sec la quantité d'hélium qu'il peut libérer; par examen au microscope on peut reconnaître la grosseur des particules.

Des expériences, il résulte que :

1° 28 pour 100 d'hélium se dégagent de la thorianite par pulvérisation;

2° Plus le minéral est en poudre fine, plus la quantité d'hélium est grande;

3° Il y a une limite à cette quantité pour un diamètre des particules de 5 μ;

4° On ne sait pas comment se trouvent engagés les 72 pour 100 d'hélium qui restent, et quelle fraction de fer pour la particule du minéral permettait le dégagement intégral de cet hélium. Gaston Danne.

Le dégagement de l'hélium des minéraux radioactifs. — R. J. Strutt (*Roy. Soc. Proc.*, A-82 (1909) 166-169).

La recherche de l'hélium dans les minéraux radioactifs a montré que les minéraux vieux ne contiennent pas une quantité d'hélium toujours plus grande que les minéraux jeunes. Cela peut s'expliquer en supposant que l'hélium peut s'échapper du minéral dans certains cas : c'est ce que l'auteur a recherché expérimentalement.

Les minéraux soumis à l'expérience sont des minerais d'uranium et de thorium. On introduit un kilogramme, au plus, de matière, dans un récipient muni d'un tube à dégagement à robinet, relié à une pompe à mercure. Après avoir fait le vide, on laisse l'appareil fermé pendant un temps déterminé, de l'ordre d'un jour, puis on introduit de l'oxygène qui entraîne l'hélium dégagé quand on fait le vide à nouveau. L'hélium est purifié en absorbant l'oxygène, ainsi que l'hydrogène provenant de la décomposition de la vapeur d'eau présente, puis en refroidissant sur le charbon dans l'air liquide; la mesure de la quantité d'hélium se fait dans une jauge de Mc Leod.

L'hélium se dégage d'un minerai radioactif pulvérisé, rapidement dans les premières heures qui suivent la pulvérisation, puis de plus en plus lentement : ce n'est donc pas la chaleur créée par le broyage qui constitue le facteur important dans le dégagement rapide d'hélium, mais plutôt la création continuelle de nouvelles surfaces.

Il est probable que cette évolution de l'hélium a lieu longtemps. Des échantillons de monazite de la grosseur d'un morceau de sucre et n'ayant subi depuis deux ans aucune cassure dégagent de l'hélium dans le rapport de 0,002 mm³ par kilogramme de matière et par jour.

Il est à remarquer que cette quantité d'hélium dégagée surpasse celle qui est produite par les transformations radioactives. Le même résultat est obtenu avec un minéral plus jeune, la thorianite, qui dégage une quantité d'hélium de 0,069 mm³ par kilogr. et par jour. La température ne suffit pas à expliquer cette anomalie, puisque à 0° la quantité d'hélium dégagé est encore bien supérieure à celle produite. L'expérience montre aussi que le vide n'intervient pas pour favoriser le dégagement d'hélium : une expérience faite à la pression atmosphérique conduit à la même quantité d'hélium dégagé. La nature de la surface des cristaux intervient dans ce dégagement, qui est facilité par les rugosités, celles-ci augmentant la surface effective. Le dégagement peut se faire aussi par des surfaces internes également rugueuses.

Toutefois, la quantité d'hélium dégagé est toujours supérieure à celle produite par la transformation radioactive. Il faut alors supposer que, dans les conditions naturelles du minéral, l'hélium n'a pu se dégager librement et s'est accumulé; les minéraux fossiles ne doivent alors pas contenir plus d'hélium que la quantité qui peut être déterminée par leur radioactivité et leur âge géologique. G. D.

Sur la quantité de radium présente dans l'eau de mer. — A. S. Eve (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 102-107). — On peut recueillir de l'émanation du radium sur de l'eau distillée ou sur du mercure; on obtient, dans les deux cas, les mêmes résultats pour la quantité d'émanation présente dans une solution donnée.

L'auteur a fait six prises d'eau de mer dans l'Atlantique du nord, entre Liverpool et Montréal. La quantité moyenne de radium par gramme d'eau de mer est de 9×10^{-16} gr.

J. Joly avait trouvé une valeur 17 fois plus grande $1,6 \times 10^{-14}$. E. Bauer.

Activité induite en pleine mer. — H. Sieveking (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 398-399). — Les mesures ont été faites avec des durées d'exposition de 2 heures sous un potentiel négatif de 2000 volts. Les courbes de désactivation sont parfaitement d'accord avec celles de Curie. Elles montrent que l'émanation du radium existe en pleine mer (les temps d'exposition étaient trop courts pour déceler le thorium) et aussi qu'elle y est 5 ou 4 fois moins abondante qu'à terre. Ce résultat avait déjà été indiqué par Constanzo et M. Sieveking partage l'opinion de cet auteur qui croit à l'origine continentale de l'émanation des mers. Léon Bloch.

Sur la chute de potentiel atmosphérique. — Y. B. Messerschmidt (*Naturwissenschaftliche Rundschau Braunschweig*). — L'auteur a rendu intuitifs par la construction de diagrammes, de moyennes, les résultats obtenus à Potsdam (1904) et à Kew (1898-1904). Il montre qu'il y a lieu d'admettre un *type d'été* et un *type d'hiver* pour l'allure diurne du potentiel atmosphérique. Léon Bloch.

Le potentiel électrique de l'atmosphère sur l'Etna. — C. Bellia (*Il Nuovo Cimento*, **V-17** (1909) 174-178). — L'auteur a déjà fait connaître le résultat des mesures pyrhéliométriques sur l'Etna. Il a entrepris aussi des mesures simultanées du potentiel atmosphérique à Catane, à mi-côte (1885 m) et au sommet de l'Etna (2942 m). L'appareil employé à Catane est l'appareil Mascart à enregistrement photographique. En montagne on s'est servi de l'appareil Exner avec collecteur à mèche.

Au mois d'août, par temps clair, le potentiel atmosphérique s'est toujours montré notablement plus élevé aux hautes altitudes, ce qui est conforme aux observations

d'Elster et Geitel, Le Cadet, Chauveau. La variation diurne n'a pas non plus la même allure ; à Catane il y a une oscillation double avec deux maxima et deux minima inégalement prononcés, au haut de l'Etna il y a une oscillation simple avec maximum le jour et minimum la nuit.

Les variations du potentiel atmosphérique semblent en rapport avec celles de la tension de vapeur. Léon Bloch.

Courant de conduction et oscillation du champ électrique au voisinage du sol. — **D. Smirnow** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 445-450). — L'auteur essaye d'expliquer les résultats de Chauveau, qui a trouvé une allure différente dans la variation du potentiel atmosphérique au haut de la tour Eiffel et au voisinage du sol. Il fait appel au déplacement des couches chargées positivement dans l'atmosphère et à leur accumulation à la partie supérieure des couches humides qui recouvrent le sol à certaines heures de la journée. Il indique une expérience d'électrostatique, un peu sommaire à notre sens, qui peut servir d'illustration à sa théorie. Léon Bloch.

Contribution à l'étude de la déperdition atmosphérique. — **C. Negro** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 449-455). — Observations faites en Italie avec l'appareil d'Elster et Geitel :

I. Par beau temps, la déperdition est normale. Il y a un maximum vers le soir, un minimum de bon matin. La déperdition positive est prédominante.

II. Par temps demi-couvert et couvert en septembre, la déperdition s'est montrée plus grande que par beau temps. Au mois d'août, on a eu l'effet contraire.

III. On n'a pas observé de minimum secondaire vers midi.

IV. Par temps d'orage, la déperdition est irrégulière pour les deux signes ou pour l'un d'eux seulement.

V. Le brouillard diminue beaucoup la déperdition des deux signes. Léon Bloch.

Sur l'origine de l'électricité des orages. — **A. Gockel** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 396-398). — D'après les recherches de C. T. R. Wilson sur la condensation de la vapeur d'eau sursaturante par les ions négatifs, différents auteurs, en particulier Gerdien, ont voulu tirer de là le principe d'une explication des orages électriques. Cette explication a été soumise à une critique sérieuse de la part des météorologistes (Quervain, Simpson, etc.). On peut difficilement admettre, au point de vue météorologique, la présence de couches sursaturantes au niveau ou au-dessus des cumulonimbus, à la pointe d'un courant d'air ascendant. Différentes raisons montrent que l'électricité peut prendre naissance dans les couches saturantes, et y donner lieu à de véritables décharges.

Les brumes au ras du sol s'accompagnent d'une élévation du potentiel terrestre, sans doute parce que les ions négatifs issus du sol sont immobilisés à la couche inférieure du brouillard, et que les ions positifs viennent s'accumuler à la couche supérieure. Dans des conditions analogues, où toute sursaturation semble exclue, d'Abbadie, Welker, Knocke et d'autres ont constaté la formation de décharges électriques (feux Saint-Elme, éclairs à grêle, etc.). On sait aussi que les chutes massives de neige mouillée donnent souvent lieu à des feux Saint Elme pouvant dégénérer en éclairs, et ici encore il s'agit probablement d'une absorption des ions négatifs par les flocons de neige. D'ailleurs, Gerdien reconnaît lui-même que les variations du potentiel peuvent dépendre des précipitations de nuages formés sur des poussières neutres, ce sont seulement les décharges proprement dites qui sont liées pour lui à la condensation, non sur les poussières, mais sur les ions. Aux arguments opposés par Simpson à cette manière de voir, on peut ajouter celui-ci : en montagne, à des hauteurs moyennes (5000 mètres), on voit souvent des feux Saint-Elme et des éclairs prendre naissance dans les nuées saturantes qui longent la montagne (les éclairs partent du brouillard même où l'on se trouve et non de couches lointaines). Il semble bien qu'ici la condensation sur les ions ordinaires joue un rôle bien secondaire. M. Gockel réserve d'ailleurs la question des gros ions ; il indique seulement que certaines mesures faites avec un appareil du genre Langevin l'amènent à croire que cet auteur s'est exagéré l'importance des gros ions relativement aux petits ions contenus dans l'atmosphère. Léon Bloch.

Sur certains phénomènes d'ionisation provoqués par l'eau de pluie. — **G. Costanzo** et **C. Negro** (*Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik* (1908), 595). — La méthode de mesure consiste à employer un condensateur relié à un barboteur contenant l'eau à étudier. On fait circuler l'air du condensateur à travers 125 grammes d'eau de pluie, et au bout d'un certain temps on effectue la mesure de la vitesse de chute de la feuille d'un électroscope relié au condensateur.

Avec ce dispositif, les auteurs ont étudié la vitesse de chute de l'électroscope lorsqu'il était chargé négativement ou positivement ; ils ont également rendu compte des circonstances météorologiques dans lesquelles la pluie est tombée. Ils ont trouvé que même les vitesses de chute causées par des ions de pluie tombée le même jour, mais pas au même temps, sont très sensiblement différentes les unes des autres, soit pour le signe positif, soit pour le négatif.

Pour les détails nous renvoyons à l'original. Les auteurs concluent d'une façon générale que si les expériences sont faites avec de l'eau de pluie tout à fait fraîche, on obtient un excès d'ions négatifs, surtout si le temps est orageux ; dans le cas contraire ce sont les ions positifs qui prédominent. B. Szilard.

Reconnaissance des couches supérieures du calcium et de l'hydrogène dans l'atmosphère solaire et des mêmes filaments noirs dans les deux couches. — **H. Deslandres** et **L. d'Azambuja** (*C. R.*, **148** (1909) 1014-1015). — Les auteurs se sont proposé de comparer les images de K_2 attribuées par eux à la couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire et H_α raie rouge de l'hydrogène qui d'après Hale représente la couche supérieure de l'atmosphère du soleil ; le but principal était la reconnaissance des filaments noirs. Ils ont employé à cet effet le grand spectrohéliographe de Meudon à prismes ou à réseau.

D'une manière générale les filaments bien nets et noirs de K_2 se retrouvent dans H_α et inversement. Les lignes moins apparentes en alignements n'ont été bien reconnues que dans les images de K_3. Les filaments signalés dans K_2 ne sont complets et nets que sur les images K_3. Les images de l'hydrogène obtenues jusqu'ici étaient le mélange d'images différentes représentant le mélange de couches différentes. Pour avoir la couche supérieure seule, il faut isoler seulement le centre de la même raie noire, et alors apparaissent les filaments noirs de la couche K_3 avec quelques lignes et plages brillantes. Les filaments noirs, qui se retrouvent les mêmes avec l'hydrogène et le calcium sont le caractère principal des couches supérieures dans l'atmosphère du soleil. G. D.

Sur la composition de l'air atmosphérique. **G. Claude** (*C. R.*, **148** (1909) 1454-1456). — En utili

sant ses appareils pour la séparation de l'oxygène et de l'azote de l'air, l'auteur a pu mettre en évidence que le rapport du néon à l'hélium contenus dans l'air est à peu près invariable. Un million de parties d'air en volume contiendraient 15 de néon, 5 d'hélium et moins de 1 d'hydrogène. G. D.

Technique

Electromètre à corde. — **T. H. Laby** (*Proc. Camb. Phil. Soc.*) **15** (1909) 106-115). — Cet appareil construit par la Cambridge Scientific Instrument Company, est formé de deux plaques isolées, de 15 centimètres de long et de 0,8 centimètre de largeur, parallèles et à distance réglable l'une de l'autre. Entre elles, parallèlement et à égale distance de chacune d'elles, est tendue une fibre de quartz argenté et de tension réglable au moyen d'une vis.

Pour étudier le fonctionnement de l'appareil, les plaques sont reliées aux extrémités d'une batterie dont le milieu est au sol. Une pile dont un pôle est au sol fait passer un courant dans une résistance dont un point variable est relié à la fibre de quartz. On examine la position de la fibre au moyen d'un microscope grossissant 100 fois.

La sensibilité dépend de la distance des plaques, de leur différence de potentiel et de la tension de la fibre. Ces différents facteurs ont été étudiés. Ce qui caractérise cet électromètre, c'est la proportionnalité des déviations de la fibre à son potentiel dans un grand intervalle, de zéro à un ou deux volts et que, dans cet intervalle, on peut obtenir une grande sensibilité, permettant de mesurer avec précision un 1/500 de volt par exemple. Un autre avantage est que la différence de potentiel correspondante entre les plaques est faible (une trentaine de volts), ce qui permet de les charger avec des étalons de force électromotrice.

C'est surtout pour les phénomènes discontinus, au sens de von Schweidler, que l'appareil peut rendre d'inappréciables services. Le fil ne met pas 1/10 de seconde à atteindre sa position d'équilibre ; son emploi est donc particulièrement commode dans des expériences comme celles de Rutherford et Geiger sur l'arrivée une à une dans un gaz des particules α. Louis Dunoyer.

Un interféromètre simple pour montrer le phénomène de Zeeman. — **A.-H. Pfund** (*Phys. Rev.*, **28** (1909) 446-449). — L'auteur indique un montage très simple, permettant d'obtenir les franges de Pérot et Fabry. Le même montage a du je pense être employé dans maints laboratoires ; à coup sûr il l'a été à l'Ecole Normale par M. Cotton pour les manipulations des élèves. Sa simplicité et les services qu'il peut rendre le rendent toujours utile à signaler. L'interféromètre se compose simplement d'une plaque de verre (fig. 1) dont les faces sont optiquement parallèles et toutes les deux semi-argentées. Pour avoir le bon degré d'argenture l'auteur recommande la règle suivante : on met en même temps que la plaque dans le bain d'argenture deux autres plaques de glace ; on désargente celles-ci sur une face et on met en regard les faces argentées préalablement polies comme on va le dire en leur faisant faire un petit angle. Il faut que le nombre des images visibles d'un objet soit de 18 au moins. On colle alors au baume sur la plaque *a*, pour la protéger, deux plaques de cristal de qualité ordinaire b_1 et b_2 et on fixe le tout dans un morceau de bois *c*. Enfin l'ensemble est monté rigidement devant la lunette d'observation T (grossissement de 2 à 4 fois, réglée à l'infini (fig. 2). Cette figure fait comprendre aussitôt comme on peut observer le phénomène de Zeeman. Il faut naturellement isoler la raie que l'on veut observer au moyen d'écrans colorés (solutions indiquées dans l'*Atlas des spectres d'absorption* de Wood).

Pour polir l'argenture on la sèche d'abord pendant un

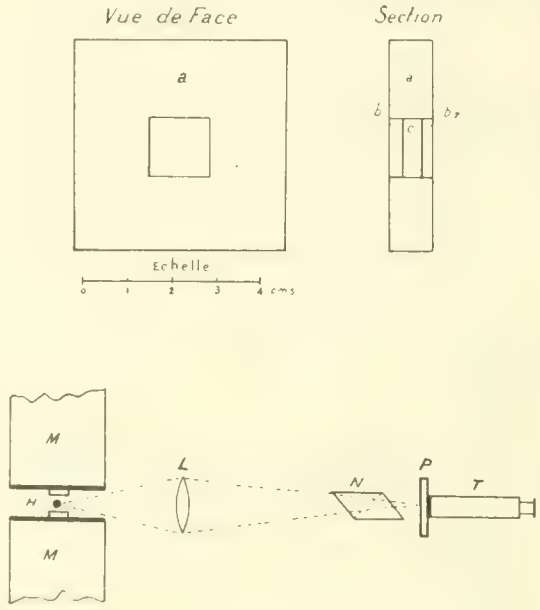


Fig. 1 et 2

quart d'heure dans une étuve à 40 ou 50 degrés, puis on la polit avec une houppe à poudre recouverte de rouge et cette opération, comme il est bien connu, durcit l'argenture qui peut ensuite être polie avec une peau douce recouverte de rouge. L. Dunoyer.

Emploi de la sylvine dans l'ultra-violet. — **Absorption d'huiles essentielles dans l'ultra-violet.** **A. Pflüger** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 405-406). — L'auteur indique qu'il s'est très bien trouvé de l'emploi du sel gemme pour la construction de prismes et d'objectifs destinés à l'étude de l'ultra-violet. Grande dispersion, bon marché relatif, tels sont les avantages du sel gemme. On peut l'achromatiser aisément en y collant des lentilles de quartz au moyen de glycérine. La glycérine est transparente jusqu'à 250 μμ. Incidemment M. Pflüger donne les résultats comparatifs des mesures d'absorption dans l'ultra-violet effectuées sur différentes huiles essentielles. Pour éviter qu'il ne se détériore à l'air, un prisme de sel gemme doit être recouvert lui aussi de lames de quartz collées à la glycérine et conservé à l'abri de l'humidité.

Léon Bloch.

Amortissement d'ondes à la surface du mercure. — **R. W. Wood** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 429-430). — M. Wood s'est occupé récemment de la confection d'un télescope de réflexion au moyen d'une surface de mercure en rotation uniforme. Pour amortir les ondes superficielles de nature accidentelle il a proposé de recouvrir la surface d'une couche de glycérine. Il semble préférable d'employer l'huile de castor, aussi visqueuse et moins hygroscopique. Une méthode stroboscopique a permis à M. Wood de photographier les ondes stationnaires excitées par un fort diapason et amorties par l'un des liquides précédents. L'amortissement est excellent, et on le complète en versant un peu de liquide dans la rainure que la dépression capillaire crée entre le mercure et la paroi du vase.

A un autre point de vue localisation du flux d'énergie dans les phénomènes d'interférence, M. Wood a aussi jugé intéressant de photographier les franges d'interférence créées par deux sources d'égale intensité. Cette question se rattache pour lui à celle de la constitution du front de l'onde et de la visibilité des sources séparées dans les phénomènes d'interférence. Léon Brou.

Emploi du sulfure de zinc pour le tube de Braun — **F. Giesel** et **J. Zenneck** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 577-579). — Un inconvénient du tube de Braun, sous sa forme courante est le manque de lumière des substances luminescentes généralement employées quand on veut faire de la photographie instantanée avec des courants rapidement variables. Différentes substances, particulièrement le sulfure de zinc de Giesel, ont été essayées pour remédier à ce défaut. Une bonne substance doit donner satisfaction aux différents points de vue suivants : 1° grand éclat photographique pour la photographie par réflexion diffuse ; 2° grand éclat photographique pour la photographie par transmission (ces deux conditions sont souvent incompatibles. Les substances fortement luminescentes par réflexion devant souvent être employées en couche assez épaisse) ; 3° Éclat visuel aussi grand que possible ; 4° Absence de phosphorescence ; 5° Absence de gaz occlus pouvant compromettre la qualité du vide.

Pour faire la comparaison des substances exactement dans les mêmes conditions, on a construit un écran formé de secteurs dont chacun est revêtu d'une des substances à étudier (sulfure de calcium, sulfure de zinc, tungstate de chaux, etc.) et l'image fournie par le tube de Braun (cercle lumineux) a été photographiée tant par réflexion que par transparence.

Le sulfure de zinc de Giesel s'est montré de beaucoup le plus actif au point de vue photographique dans les deux positions. Il a également un bon éclat dans le spectre visible. L'écran usuel au sulfure de calcium lui est égal à cet égard, mais le cède de beaucoup au point de vue de l'instantané photographique. Malgré sa phosphorescence bien connue, le sulfure de zinc a donné de très bonnes photographies d'un courant alternatif de 50 périodes. Enfin, au point de vue des dégagements gazeux, le fait que le nouveau tube de Braun a tenu le vide aussi bien qu'un tube ordinaire montre qu'on n'a rien à craindre de l'emploi du sulfure de zinc ou du mastic qui sert à le coller.

Léon Brou.

REVUE DES LIVRES

The interpretation of radium. — Frederick Soddy (John Murray, London, prix 6/).

Ce volume a été tiré de six « popular experimental lectures » faites par l'auteur en 1908, à l'Université de Glasgow.

Les quatre premiers chapitres sont consacrés à la découverte de la radioactivité, à l'exposé des principales propriétés des substances radioactives et à l'étude de leur rayonnement. Dans les chapitres suivants, l'auteur expose la théorie et l'ouvrage se termine par un chapitre dans lequel sont rassemblées un certain nombre de conséquences de la radioactivité.

Un grand nombre d'expériences, remarquables de simplicité, sont décrites dans le cours de ce volume. Le texte, très clair, est accessible à tous (l'auteur a cherché à éviter autant que possible les mots techniques) ; c'est un excellent ouvrage qui pourra être lu avec avantage par ceux qui désirent se faire une idée exacte de la question de la radioactivité ; en un mot, c'est un excellent ouvrage de vulgarisation. **M. Moulin.**

Die Atmospharische Elektricitat, par **H. Mache** et **E. Schweidler**. 247 pages (14 × 22). (F. Viewegs, éditeur, Braunschweig, 1909). Prix M. 5.

Les auteurs du présent livre, bien connus par leurs recherches personnelles, rendent certainement un très grand service à tous ceux qui s'occupent des questions d'électricité atmosphérique. MM. Mache et Schweidler ont réuni, grâce à beaucoup de travail, sans doute, la littérature très dispersée de cette question et l'ont exposée aussi bien que l'étendue du sujet, par rapport au volume, et au but du livre le leur permettait.

En effet, le problème, comme eux-mêmes le constatent, était assez difficile à résoudre, si l'on tient compte de l'état actuel de cette science qui, quoique ancienne, a subi, il y a peu de temps, une crise de transformation dont la trace et les conséquences sont encore visibles.

Les premières recherches sur ce sujet remontent à l'époque des études primitives de l'électricité ; ces expériences, quoique primitives, restaient néanmoins démonstratives, quelques-unes même, sont devenues classiques et ont servi à étayer les faits d'aujourd'hui. C'est pourquoi nous regrettons que les dimensions limitées du livre obligent les auteurs à ne pas donner une introduction historique de la question ; notre époque attribue aux méthodes de la science une importance plus grande que jamais et une comparaison à ce point de vue aurait paru intéressante.

A part les méthodes nouvelles, c'est la nouvelle conception des phénomènes qui caractérise nos progrès. Ces idées habilement développées d'ailleurs dans l'ouvrage, ne sont pas celles qui guidaient les auteurs dans l'exposition de ce vaste sujet. Ils passent généralement d'un fait à un autre ; il en résulte que l'exposition des principaux résultats de certaines questions est quelquefois moins importante que la description d'un appareil. C'est un magasin fort précieux de données très bien enregistrées, mais dont le lecteur doit tirer les conclusions.

L'ouvrage comprend une quantité considérable de questions. Les auteurs développent plutôt celles qui sont les plus claires. Ceci explique que quelques phénomènes peu étudiés n'aient pas trouvé place dans l'ensemble du travail, mais il n'en explique point que notre effort reste vain quand nous y cherchons les travaux *approfondis* de nos savants parmi lesquels nous ne citons que Mascart, Langevin et Villard.

L'ouvrage se divise en sept chapitres :

I. Le champ électrique de l'atmosphère. II. La conductibilité électrique de l'atmosphère. III. Les ions de l'atmosphère. IV. Les facteurs ionisants et électrisants de l'atmosphère. V. Les circulations électriques dans l'atmosphère. VI. Les décharges lumineuses dans l'atmosphère. VII. Les théories de l'électricité atmosphérique. La bibliographie qui termine l'ouvrage comprend une dizaine de pages.

B. Szilard.

Radioaktive Wasser in Sachsen (Eaux radioactives en Saxe). — **C. Schiffner** et **M. Weidig**, 2 parties; 80 pages (17 × 25), 1909. (Craz et Gerlach, éditeurs, Freiberg). Prix : M. 5.

Cette brochure termine la précédente (voir *Le Radium*, 1907) en la complétant.

Il serait difficile d'entrer dans les détails de ce travail qui, quoique renfermant beaucoup d'observations précieuses sur la genèse des eaux radioactives et radioactivées provenant des roches et des gisements uranifères, n'est pas d'une importance générale; ces recherches ont plutôt un intérêt local.

Les eaux étudiées étaient très actives, et cette activité était presque toujours explicable, surtout au point de vue quantitatif. Au contraire, la radioactivité induite due à certaines de ces eaux ne correspondait pas complètement à celle du radium, ni aux autres radioéléments connus — chose déjà assez souvent observée.

Enfin, nous devons noter que les auteurs, pour exprimer l'activité des substances étudiées, employaient des unités dont la vraie valeur est douteuse dans ce genre de mesures). La comparaison directe vaut certainement mieux; en effet, l'uranium pour les solides et l'émanation du radium pour les gaz peut servir d'étalon assez précis, si l'on tient compte de la forme et du volume du condensateur. (Voir P. Curie et A. Laborde : *C. R.*, 1904, p. 1150; 1906, 1462; Schmidt et Kurz : *Phys. Zs.*, 1906, p. 209, etc., etc

B. Szilard.

Leçons sur les alliages métalliques. — **J. Cavalier**, recteur de l'Académie de Poitiers (466 pages, 24 planches, (16 × 25). Vuibert et Nony, éditeurs, Paris, 1909). Prix : 12 Frs.

L'étude des alliages métalliques a été renouvelée dans ces dernières années par un grand nombre de travaux. Si on veut actuellement se mettre au courant, il est difficile de s'adresser aux mémoires originaux, qui sont trop nombreux, ou même aux ouvrages spéciaux, dont certains sont excellents mais de dimensions trop considérables. Aussi, il faut se réjouir de l'apparition du livre de M. Cavalier; cet ouvrage, qui est le développement d'une série de leçons faites à la Faculté des Sciences de Rennes, constitue un exposé de la question très simple et très clair, et cependant complet et précis.

Dans le domaine des alliages métalliques, les recherches d'ordre théorique et celles d'ordre purement pratique se pénètrent profondément. Il était naturel de faire à ces deux faces de la question des parts à peu près égales dans un livre qui se propose surtout d'être une œuvre didactique. Cela exige, il est vrai, de la part de l'auteur, en même temps qu'une grande science des théories physico-chimiques, un sens très net des réalités pratiques, conditions qui se trouvent heureusement réalisées dans le cas actuel.

L'ouvrage est divisé en deux parties ayant pour but, d'une part d'exposer les principales méthodes de préparation et d'étude des alliages et, d'autre part, de les illustrer par des exemples, choisis naturellement parmi les cas les plus importants.

La première partie renferme d'abord des généralités sur les propriétés des métaux et des alliages, des considérations particulièrement intéressantes sur l'influence de la structure sur les propriétés. Puis vient l'exposé des cas principaux qui se présentent dans la constitution des alliages et des méthodes par lesquelles on peut arriver à connaître cette constitution. La principale de ces méthodes consiste à déterminer, par l'examen des courbes de refroidissement, *le diagramme de solidification* et à l'interpréter en s'aidant de la règle des phases. A côté de cette méthode principale, il en est beaucoup d'autres : *la métallographie microscopique*, sur laquelle on trouvera des détails techniques très intéressants; la détermination des courbes *des conductibilités, des forces électromotrices de dissolution, du magnétisme, des chaleurs spécifiques, des dilatations*, etc. Cette première partie du livre se termine par l'étude des propriétés mécaniques et par une critique instructive des procédés, empiriques et trop nombreux, employés pour fixer les qualités d'un métal.

Dans la deuxième partie, l'auteur étudie divers alliages, les plus importants industriellement, qui sont des illustrations des généralités de la première partie. En particulier, à côté de cas plus simples, l'étude des bronzes et des laitons montre la fréquence *des solutions solides*; celle des laitons spéciaux montre l'intérêt de *la loi d'équivalence*; enfin l'étude des alliages fer-carbone fait voir quelles difficultés peut introduire dans l'étude des alliages l'existence *de systèmes métastables* ou *labiles*.

Toutes ces questions parfois très complexes, sont exposées d'une manière remarquablement claire, nette et précise, et nous ne doutons pas que le livre de M. Cavalier ne soit très apprécié non seulement par les élèves des Facultés et des Ecoles spéciales, mais encore par les industriels et par tous ceux qui veulent entreprendre la lecture des mémoires originaux.

A. Blanc.

Landolf Börnstein physikalisch-chemische Tabellen, par **R. Börnstein** et **W. Meyerhoffer**, 3e édition, 862 pages (19 × 26). — J. Springer, éditeur, Berlin. Prix : M. 36.

Ces tables sont trop connues des physiciens et des chimistes pour qu'il soit nécessaire d'en donner un compte rendu détaillé dans ce journal. Disons seulement que la troisième édition, parue en 1905, comporte quelques transformations et de notables additions, surtout en ce qui concerne les forces électromotrices, les propriétés magnétiques, la thermo-électricité. La plupart des données numériques nouvelles, acquises depuis la précédente édition dans le domaine de la chimie physique, ont été soigneusement consignées dans cette nouvelle édition.

Optisches Hilfsbuch für Photographierende, par **Hans Harting**. 180 pages, avec 56 figures (14 × 22) (Gustav Schmidt, éditeur, Berlin, 1909). Prix M. 4,50.

Ce bel ouvrage est destiné à tous ceux qui travaillent dans un domaine quelconque de la photographie. Ils trouveront dans ce livre tous les renseignements nécessaires sur l'optique géométrique appliquée à la photographie, ainsi que sur les autres questions connexes. L'ouvrage, après avoir traité des lois générales de la lumière, parle des propriétés optiques des images pour passer ensuite aux propriétés des lentilles dont les différents types sont examinés; on y trouve également une description de tous les systèmes d'objectifs modernes.

L'ouvrage se termine enfin, par des tables utiles. Nous pouvons vivement recommander ce livre, qui se distingue par la clarté et par la netteté de son exposition.

B. Szilard.

Le Gérant : Pierre Aubry. 64854. — Paris, Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la condensation de l'émanation du radium

Par Albert LABORDE

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.]

MM. Rutherford et Soddy ont démontré, en 1905, que si l'émanation du radium a été condensée, à la température de l'air liquide dans un tube de cuivre, elle se dégage brusquement quand la température s'est élevée jusqu'à la valeur de — 150 degrés centigrades environ.

Mme P. Curie m'a conseillé de rechercher si la température à laquelle l'émanation se dégage est indépendante de la nature de la paroi du tube dans lequel s'est effectuée la condensation.

J'ai mesuré cette température de dégagement par une méthode tout à fait semblable à celle qu'employèrent MM. Rutherford et Soddy. La principale différence entre les expériences de ces auteurs et les miennes réside dans les dispositifs thermométriques utilisés par eux ou par moi-même : MM. Rutherford et Soddy observaient l'élévation de température de leur appareil au moyen des variations subies par la résistance du tube métallique qu'ils utilisaient; c'est un couple thermo-électrique cuivre-constantan qui m'indiquait, à chaque instant, la température, au cours de mes expériences.

Dispositif expérimental.

Un tube de la substance étudiée (fig. 1), enroulé en serpentin (longueur 1m,50; diamètre intérieur 0,15 à 0,25 cm.), étant noyé dans de la grenaille de cuivre, à l'intérieur d'un vase isolateur thermique à vide de Dewar, la grenaille de cuivre ayant pour effet de constituer une sorte de bain métallique à température sensiblement homogène.

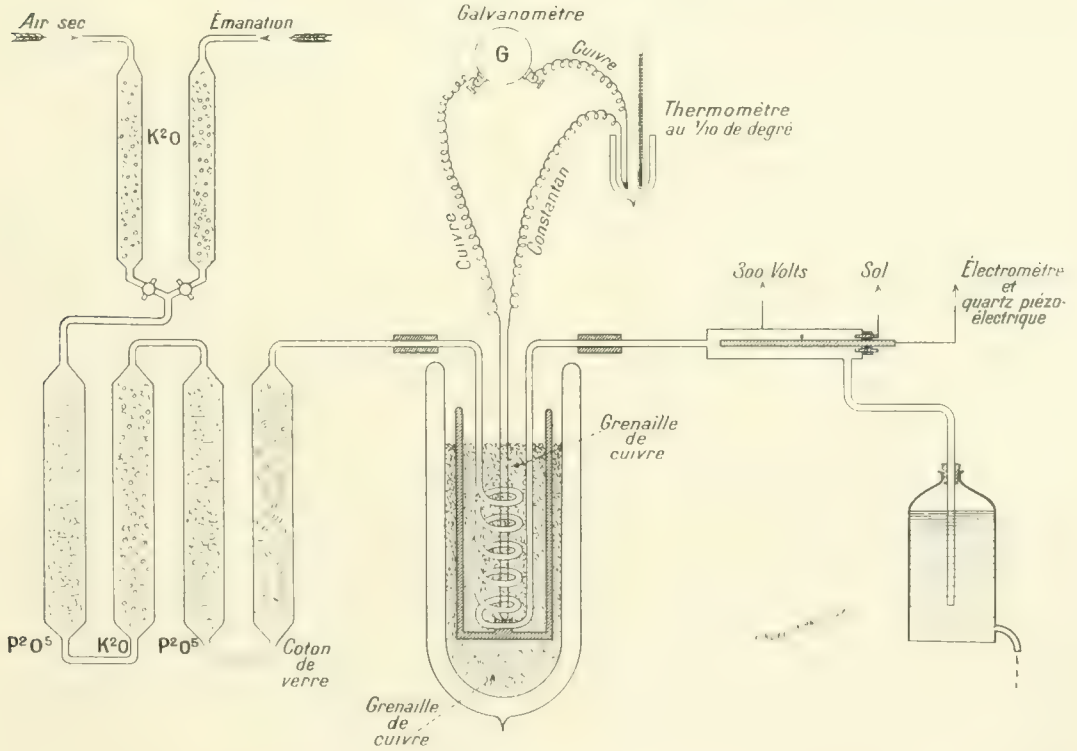


Fig. 1.

Le serpentin pouvait ainsi être refroidi jusqu'à la température de — 182°,5 centigrades en arrosant d'oxygène liquide la masse métallique.

La soudure froide du couple thermo-électrique était placée dans une position bien définie à 0,5 cm. environ au-dessus de la dernière spire inférieure du serpentin, et sur son axe. L'autre soudure était trempée dans de l'alcool, dans un petit vase isolateur thermique à vide; sa température, qui a varié entre 15 et 18 degrés d'une expérience à une autre, était mesurée au moyen d'un thermomètre à mercure gradué en 1/10 de degré.

Un galvanomètre du type Deprez-d'Arsonval, relié au couple, donnait, aux basses températures, une déviation d'environ 1mm,5 par degré centigrade sur une échelle placée à 1 mètre. Il avait été étalonné en prenant comme repères : la température de l'anhydride carbonique en neige (— 79°,5), celle de la fusion de l'éther sulfurique (— 117°,6) et celle de l'oxygène liquide (— 182°,5).

Un courant d'air sec et débarrassé d'anhydride carbonique circulait d'une façon continue dans le serpentin; la constance du débit gazeux était assurée par un vase de Mariotte dont la vitesse d'écoulement était réglée à 0,26 centimètres cubes par seconde.

Un petit cylindre de laiton, maintenu à un potentiel de 500 volts et muni, suivant son axe, d'une électrode métallique isolée à anneau de garde, était placé, à la sortie du serpentin, sur le trajet du courant d'air. L'électrode centrale était reliée à un électromètre Curie et à un quartz piézo-électrique.

Il était ainsi facile de constater, par la mesure des courants d'ionisation qui traversaient ce condensateur, la présence ou l'absence d'émanation dans le courant d'air, à la sortie du serpentin.

Expériences.

Quand le serpentin, arrosé d'oxygène liquide, avait atteint la température de — 182°,5 et s'y était maintenu pendant au moins 15 minutes, la distribution des températures, à l'intérieur de la masse métallique refroidie, était régulière.

Le réchauffement était en effet lent et progressif : il s'effectuait à la vitesse de 0°,5 par minute environ.

Tandis que le serpentin se maintenait ainsi à la température de l'oxygène liquide, l'émanation du radium était mélangée au courant d'air et entraînée par lui dans le tube où elle se condensait.

Les quantités d'émanation du radium introduites dans les serpentins au cours de mes diverses expériences ont varié entre les quantités que peuvent produire 0,0007 et 0,58 milligramme de bromure de radium pur à l'équilibre.

L'introduction de l'émanation dans le serpentin durait seulement 2 ou 3 minutes, puis, le système se réchauffant peu à peu, je notais, comme dans les expériences de MM. Rutherford et Soddy, la température à laquelle l'émanation condensée à — 182°,5 était entraînée par le courant d'air, hors du serpentin, dans le petit condensateur de mesure.

J'ai ainsi étudié la température de dégagement de l'émanation du radium dans le cuivre, le fer, l'étain, l'argent, le verre.

Dans ces diverses expériences, le courant électrique d'ionisation, décelant la présence de l'émanation dans le condensateur de mesure, restait nul ou très faible

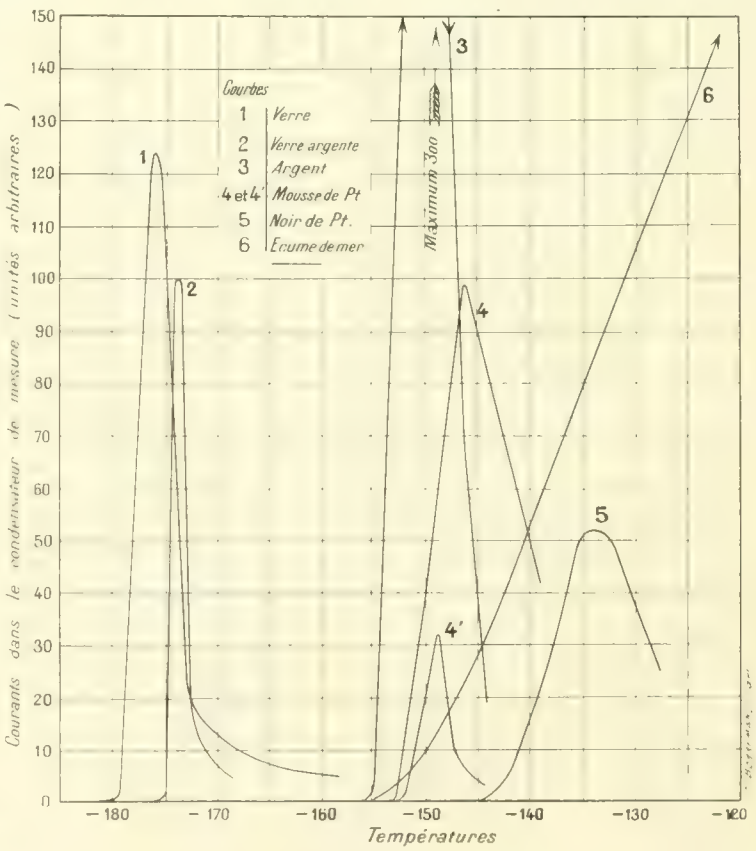


Fig. 2.

pendant plusieurs minutes (20 minutes à 1 heure), après l'introduction de l'émanation dans le serpentin, tandis que la température s'élevait lentement. Pour une température donnée, un fort courant se manifestait très brusquement, augmentait, passait par un maximum, 10 à 15 minutes environ après le début

du dégagement de l'émanation, puis diminuait rapidement.

Cette allure du phénomène a été considérée par MM. Rutherford et Soddy comme une indication de ce que la totalité de l'émanation du radium condensée s'est dégagée à partir d'une température bien définie, pour un petit accroissement de température.

Les courbes 1, 2, 3, figure 2, considérées dans leur allure générale, indiquent la marche d'une expérience dans le cas des différents corps que j'ai étudiés (Cu, Fe, Sn, Ag, Verre).

Résultats.

J'ai constaté que l'émanation du radium se dégage sensiblement à la même température ($-155^0 \pm 2^0$) dans les 4 métaux étudiés (Cu, Fe, Sn, Ag).

Ceci permettrait de penser que la nature de la paroi n'intervient pas dans le phénomène de la condensation de l'émanation du radium, si les mêmes essais, effectués dans un tube de verre, n'avaient donné un résultat différent.

J'ai en effet observé que, dans le verre, le dégagement de l'émanation du radium a lieu vers $-177^0 \pm 2^0$, c'est-à-dire environ 20 degrés plus bas que dans les métaux.

Expériences de contrôle

J'ai pensé que cet abaissement de la température de dégagement de l'émanation, dans le cas du verre, n'était peut-être qu'apparent : en effet, le verre est mauvais conducteur de la chaleur; et il était possible d'imaginer que le courant d'air, arrivant chaud dans le serpentin, était capable de réchauffer peu à peu la paroi interne du tube. Cette hypothèse permettrait d'expliquer que la température indiquée par le couple thermo électrique ait été inférieure à la température vraie du dégagement.

Pour séduisante que soit cette explication simple de l'abaissement de la température de dégagement de l'émanation dans le verre, il paraît difficile d'admettre, étant donnée la lenteur avec laquelle le système se réchauffait[1], qu'il ait pu exister, du fait du courant d'air, une différence de température de 20° entre les deux faces de la paroi d'un tube en verre mince (de 0,05 cm. d'épaisseur) parcouru par un courant d'air, après 1 mètre de circulation.

Pour éliminer totalement le réchauffement attribuable au courant d'air, j'ai voulu que celui-ci soit refroidi, avant son passage dans le serpentin de verre.

Dans ce but, j'ai été conduit à faire l'expérience de contrôle suivante : j'ai placé dans un même vase isolateur thermique à vide deux serpentins, l'un de verre et l'autre d'étain. Ces deux serpentins étaient branchés l'un sur l'autre, à l'intérieur du bain métallique de grenaille de cuivre, en dérivation, comme l'indique la figure 3 ci-contre. Le courant gazeux pouvait ainsi circuler, soit directement dans le tube de verre (sens 1) sans passer dans le tube d'étain, soit successivement dans le tube d'étain (sens 2), puis dans le tube de verre. L'expérience était conduite de la façon suivante : l'ensemble du bain métallique et des serpentins était refroidi à la température de l'air liquide, le courant d'air circulant uniquement dans le verre (sens 1) : l'émanation, mélangée au courant d'air, était condensée dans les spires inférieures du serpentin de verre, puis la circulation du courant d'air était interrompue à l'entrée du serpentin de verre et établie dans le serpentin d'étain (sens 2). Le courant gazeux passait ainsi dans un serpentin métallique d'au moins 1 mètre de long (2 mètres dans certaines expériences), il s'y refroidissait puis pénétrait dans le serpentin de verre où l'émanation s'était condensée. Dans ces conditions, l'émanation a été entraînée par le courant d'air refroidi, hors du tube de verre, à la température de $-177^0 \pm 2^0$.

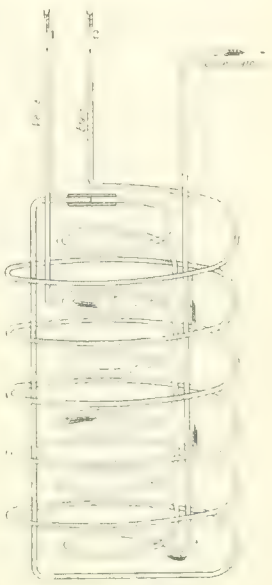


Fig. 3.

Il semble donc démontré que, dans le verre, l'émanation du radium, condensée à la température de l'air liquide, se dégage 20° environ plus bas que dans les métaux[1].

Il était intéressant de chercher à vérifier ce résultat par une expérience indirecte : j'ai argenté intérieurement un tube de verre, enroulé en serpentin, en y faisant circuler un mélange utilisé pour l'argenture des miroirs (AzO^3Ag et formol). Le dépôt d'argent (fort mince d'ailleurs) était adhérent sur toute la longueur du serpentin. Dans ces conditions, la surface qui se présentait à l'émanation pour sa condensation était, en quelque sorte, la face arrière d'un miroir argenté.

La température de dégagement de l'émanation du radium a été, pour une telle paroi : $-175^0 \pm 2^0$ environ.

De même que dans le cas d'un tube de verre nu, je n'ai pas trouvé de différence dans le résultat en

1. Voir, page 290, 1re col., av. dernière ligne.

1. J'ai vérifié ce résultat, pour le verre et l'étain, en utilisant, comme courant gazeux, l'hydrogène au lieu de l'air.

mesurant cette température par le procédé qui consiste à refroidir le courant d'air dans un tube métallique avant son passage sur l'émanation condensée.

Il semble donc qu'il existe une différence de 20 degrés entre les températures de dégagement de l'émanation suivant que celle-ci a été condensée soit dans un tube d'argent étiré, soit dans un tube de verre argenté.

Une mesure effectuée dans un tube d'argent, revêtu extérieurement sur toute sa longueur d'un tube de caoutchouc de 1 millimètre d'épaisseur, m'a encore démontré qu'une telle couche protectrice au point de vue des échanges de chaleur était sans influence sur le résultat : en effet, l'émanation s'est dégagée, dans ces conditions, à la température de 155 degrés environ.

En résumé

1° Les expériences décrites ci-dessus me permettent de dire que, dans les métaux étirés en tube (Cu, Fe, Sn, Ag), la température à laquelle l'émanation du radium, préalablement condensée aux basses températures, se dégage, est égale à — 155° ± 2°. Les écarts de 3 à 4 degrés qui ont affecté ce nombre soit pour un même métal, soit en passant d'un métal à un autre, sont attribuables à des erreurs d'expérience et ne permettent pas d'indiquer, pour chaque métal, une température propre de dégagement.

Ce nombre, mesuré par MM. Rutherford et Soddy, dans le cas du cuivre était de — 150 degrés : la valeur que j'ai trouvée lui est certainement supérieure. Cette différence entre la température indiquée par MM. Rutherford et Soddy et celle que j'ai pu mesurer est sans importance au point de vue du résultat que je cherchais. Cependant, il est facile de se rendre compte qu'elle peut provenir d'un simple détail expérimental : en effet, ces auteurs, au moyen de la résistance de leur serpentin, mesuraient la température moyenne de celui-ci, tandis que je mesurais, avec mon couple thermo-électrique, la température de la spire inférieure, la plus froide de mes serpentins. Cette différence entre nos dispositifs thermométriques suffit pour expliquer l'écart qui existe entre nos résultats.

2° L'émanation du radium se dégage, dans le verre, à une température d'environ — 177° ± 2°, c'est-à-dire 20 degrés environ plus bas que dans les métaux.

3° Dans le verre argenté, l'émanation du radium se dégage 20 degrés environ plus bas que dans l'argent étiré en tube.

Des expériences répétées (5 dans le verre et 7 dans le verre argenté) semblent indiquer systématiquement une différence de 3 à 4 degrés entre les températures de dégagement dans le verre et dans le verre argenté. Toutefois il ne m'est pas permis d'affirmer avec certitude que la température de dégagement dans le verre argenté soit supérieure à la température de dégagement dans le verre nu. Je n'ai, sur la possibilité de l'existence de cet effet, qu'une indication.

Étude de l'influence de la quantité d'émanation condensée.

J'ai fait 2 expériences qui avaient pour but d'étudier l'influence exercée par la quantité d'émanation condensée sur la température du dégagement : ces 2 expériences, effectuées dans un serpentin de cuivre avec l'émanation provenant de 20 milligrammes de bromure de radium en équilibre radioactif, m'ont démontré qu'il était très difficile, sinon impossible, d'obtenir une condensation complète de l'émanation, à la température de l'air liquide, avec le dispositif expérimental employé par moi. Ce fait déjà observé par certains auteurs, M. Rutherford, Mme Curie, Sir W. Ramsay, M. A. Debierne, a été attribué, entre autres hypothèses, à la tension de vapeur de l'émanation envisagée comme un gaz liquéfié aux basses températures.

J'ai observé, d'autre part, au cours de mes recherches, que, pour des quantités d'émanation comprises entre celles que peuvent produire 0,0007 milligramme et 0,58 milligramme de bromure de radium en équilibre radioactif, la condensation était, dans les limites de sensibilité de mes expériences, pratiquement totale.

D'ailleurs, dans les 2 expériences faites avec une grande quantité d'émanation, un accroissement brusque et très considérable du dégagement s'est produit à la température de — 155° ± 2°, confirmant, dans leur généralité, les résultats énoncés ci-dessus.

Étude de la condensation dans les corps poreux.

J'ai cherché, d'autre part, à mettre en évidence comment se comportent, dans une expérience semblable à celles que je viens de décrire, des corps connus pour leur propriété d'absorber certains gaz.

J'ai étudié le charbon de bois de noix de coco, qui absorbe très facilement l'émanation du radium, ainsi que l'a démontré M. Rutherford, l'écume de mer, le noir de platine et la mousse de platine.

A la sortie d'un serpentin d'étain, sur le trajet du courant d'air, j'ai disposé un petit tube de verre mince de 4 millimètres de diamètre intérieur renfermant, sur une longueur de 4 à 5 centimètres, de petits fragments de la substance étudiée. Ce petit tube de verre était noyé dans le bain métallique, à la même température que le serpentin, et, quand celui-ci s'était réchauffé jusqu'à — 155 degrés environ, l'émanation qui se dégageait était astreinte à passer sur la substance étudiée refroidie.

Dans ces conditions, dans le cas de la mousse de platine, l'émanation s'est dégagée vers — 155° centigrades environ et le dégagement s'est effectué à peu près de la même façon que s'il s'était agi d'un tube métallique.

Au contraire, dans le cas du charbon de noix de coco, de l'écume de mer ou du noir de platine, l'allure de l'expérience a été profondément modifiée : en effet, au lieu de se dégager brusquement comme je l'ai observé dans le cas des métaux (courbe 3, figure 2), l'émanation ne sortait du serpentin que progressivement, avec une grande lenteur, de telle sorte qu'au bout de deux heures le courant continuait parfois à augmenter dans le condensateur de mesure, indiquant ainsi un dégagement continuel d'émanation alors que la température avait déjà atteint une valeur bien supérieure à la température du début du dégagement.

Dans certains cas, principalement pour de petites quantités d'émanation, le début du dégagement ne se produisait même qu'à une température relativement élevée (— 140 à — 145 degrés).

Ces phénomènes s'expliquent aisément si l'on admet que l'écume de mer et le noir de platine possèdent, comme le charbon de bois, la propriété d'absorber facilement l'émanation du radium.

M. Rutherford a pu, en outre, démontrer [1] que la quantité d'émanation absorbée par un poids donné de charbon, à une température donnée, est limitée : on peut alors imaginer que, dans les expériences réalisées par moi, le charbon de bois, l'écume de mer et le noir de platine abandonnaient lentement, au fur et à mesure du réchauffement, l'émanation qu'ils avaient pu absorber à des températures inférieures. Cette hypothèse s'est d'ailleurs trouvée vérifiée par l'expérience suivante : le corps poreux s'étant réchauffé progressivement jusqu'à la température de — 125 degrés environ, alors qu'il avait déjà laissé se dégager une certaine quantité d'émanation, je le réchauffais très rapidement en le sortant du bain métallique refroidi. Il s'échappait alors brusquement une quantité considérable d'émanation.

Ce phénomène n'a pas pu être observé dans le cas des tubes métalliques ou de la mousse de platine ; toute l'émanation condensée se dégage alors dans un intervalle de température très restreint.

Les propriétés absorbantes du noir de platine paraissent être beaucoup moins énergiques que celles de l'écume de mer ou du charbon de bois.

Conclusions

L'ensemble de ces divers résultats démontre que le phénomène de la condensation de l'émanation du radium n'est pas indépendant de la nature de la paroi en présence de laquelle se trouve l'émanation.

1. *Am. Journal of Sc.*, 27 (1909), 556.

En effet, pour des quantités d'émanation qui ne sont pas trop fortes (celles employées dans mes expériences (voir p. 290, 2e col., 7 lignes), l'émanation reste condensée dans les métaux à une température plus élevée que dans le verre ; et, en présence de certains corps poreux (le charbon de bois de noix de coco, l'écume de mer ou le noir de platine), à une température plus élevée encore et plus facilement.

L'effet dû à la nature de la paroi semble plutôt dépendre de sa structure physique que de ses propriétés atomiques : en effet, l'argent étiré en tube retient l'émanation condensée à une température plus élevée que ne le fait l'argent déposé en miroir ; et le noir de platine la condense plus facilement que ne le fait la mousse de platine.

Il n'est guère possible, actuellement, de dire que l'absorption par la paroi joue le principal rôle dans le phénomène de la condensation de l'émanation du radium. Cependant, il est établi que tous les corps jouissent, à un degré plus ou moins élevé, de la propriété d'absorber l'émanation du radium, en quantité limitée, à une température déterminée, cette quantité étant très faible, pour certains corps, aux températures élevées, comme l'ont démontré les expériences de Pierre Curie sur l'absorption à la température ordinaire [1], expériences qui ont été reprises en 1908 par M. E. Henriot [2].

Remarque

Il me paraît intéressant de faire un rapprochement entre ces conclusions de mon travail et les résultats qu'ont obtenus accessoirement MM. S. Russ et W. Makower [3] au cours de leurs recherches sur « l'expulsion de la matière radioactive dans les transformations du radium ».

Ces auteurs ont été amenés à étudier « la tension de vapeur de l'émanation » qui n'intervenait, dans leurs expériences, que pour y introduire un terme correctif. Ils ont trouvé que « l'émanation condensée ne se comporte plus comme un liquide ordinaire possédant une tension de vapeur constante, mais que sa tension de vapeur apparente semble dépendre de la quantité d'émanation condensée »... « et d'un certain nombre de conditions qui n'ont pas été étudiées ». « La quantité d'émanation non condensée (ces auteurs opéraient dans un appareil de verre) peut être considérable quand on travaille avec de grandes quantités d'émanation ».

Ces auteurs appellent « de grandes quantités d'émanation » celles que peuvent produire 50 à 40

1. *Journal de Chimie physique*, 1 (1905), 399-429.

2. M. E. Henriot, *Le Radium* (février 1908), « existence d'absorption par le charbon de bois aux températures élevées, jusque vers + 750 degrés ».

3. *Le Radium*, 6 (1909), 185, 2e colonne, lignes 12 à 34.

milligrammes de bromure de radium en équilibre radioactif. D'après leurs expériences, la tension de vapeur apparente, à la température de l'air liquide, décroît très vite quand la quantité d'émanation condensée diminue. Cette observation concorde avec le fait que je signalais tout à l'heure (voir p. 292, 2e col., ligne 22) au sujet de la facilité avec laquelle j'obtenais, dans mes expériences, une condensation totale de petites quantités d'émanation. L'idée que j'ai énoncée ci-dessus au sujet du rôle important que joue peut-être l'absorption par la paroi dans le phénomène de la condensation de l'émanation se trouve appuyée par les résultats de MM. S. Russ et W. Makower. En effet, les irrégularités qu'ont observées ces auteurs dans le phénomène de ce que l'on a appelé la « tension de vapeur de l'émanation » peuvent, en en première approximation, et très grossièrement, s'expliquer si l'on admet que tous les corps, à une certaine température, se comportent plus ou moins comme des corps poreux.

J'adresse en terminant mes vifs remerciements à Mme P. Curie qui m'a donné l'idée de ce travail et à M. André Debierne qui n'a cessé de m'apporter ses encouragements et ses conseils.

(Reçu le 10 septembre 1909.)

La discontinuité des décharges dans un tube de Geissler

Par H. PERKINS

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Recherches Physiques.)

La question de la probabilité d'une variation périodique dans la valeur du courant des décharges de Geissler est assez ancienne. Faraday et Wheatstone ont même observé une discontinuité dans les décharges lumineuses, au moyen des miroirs tournants. Plus tard, Wiedemann et Ruhlmann[1] ont supposé la décharge discontinue sans beaucoup de raison, sauf dans les recherches un peu grossières de Faraday. Capstick[2] a indiqué une espèce de vibration du courant qui alimentait les tubes où il étudiait un autre phénomène, et il dit qu'il était très gêné par cette variation du courant. Il ne l'étudiait pas particulièrement, mais on peut noter les observations suivantes : la variabilité produisait un son dans le récepteur d'un téléphone en série avec le tube. Ce son était toujours produit quand le tube contenait un mélange de gaz; la vapeur d'eau était particulièrement apte à produire cet effet. Le courant, la fréquence et la différence de potentiel, variaient beaucoup dans ces observations. Les électrodes étaient des fils métalliques; la cathode était toujours en platine, et l'anode en aluminium. La pression variait entre 12 mm. et 1 mm. de mercure, et l'excitation de la décharge se faisait avec une batterie de 600 éléments.

M. Villard[3] indique une théorie élémentaire de la discontinuité, en supposant qu'il y a des oscillations, dans les décharges aux pressions réduites, analogues à celles de l'étincelle de décharge d'un condensateur. Il suppose que la capacité de l'ampoule joue le même rôle que le condensateur. Comme justification il cite les recherches de M. Abraham[1].

Mais, dans les expériences de M. Abraham, la décharge n'était pas produite par une force électromotrice constante, ce qui me semble nécessaire, si on veut mettre en évidence une discontinuité due seulement à l'ampoule et au gaz qu'il contient.

L'étude que j'ai faite de ce phénomène, avait pour but de chercher l'explication d'une espèce de résonance qui se produisait quand j'excitais un tube de Geissler avec un transformateur de 2000 volts et d'une fréquence de 42,5 périodes par seconde. Avec un très petit condensateur variable, en dérivation sur le tube, j'ai trouvé des valeurs de la capacité qui augmentent la décharge d'une manière très frappante; j'ai aussi trouvé des valeurs qui donnent une extinction de la décharge lumineuse, pourvu que la tension ne dépasse pas le potentiel explosif.

Le condensateur consistait en deux feuilles de papier d'étain de 250 cm² environ, collées sur deux lames de verre, dont la distance pouvait varier à volonté. L'effet puissant de cette faible capacité semblait indiquer une fréquence assez élevée et caractéristique de l'ampoule, et qui s'accordait ou non, avec celle du transformateur. Ainsi pouvaient s'expliquer les maxima et minima de la décharge.

Pour voir si cet effet existait ou non, je me suis

1 *Pogg. Annalen*, 145, 255 et 561.
2 *Proc. Roy. Soc.*, 63, 1898, 556.
3 *Les rayons cathodiques*, collection Scientia, page 18.

1 *C. R.*, 128, 1899, 991.

servi d'une batterie de petits accumulateurs du laboratoire d'enseignement de la Sorbonne. Le tube employé dans ces recherches avait un diamètre intérieur de 2,5 cm. et il était vidé une pression d'environ 0 mm,1 de mercure. Le gaz était l'air mélangé avec un peu de vapeur d'eau et de mercure.

La cathode était un disque plan d'aluminium de 1,5 cm. de diamètre et pouvait être déplacé axialement dans le tube. L'anode, aussi en aluminium était fixe, et d'un diamètre de 2,4 cm. En série avec le tube et les accumulateurs était un galvanomètre sensible à 5×10^{-6} amp., une résistance à eau distillée, et un récepteur téléphonique. J'ai employé aussi un voltmètre électrostatique qui indiquait d'une manière approximative la différence de potentiel entre les électrodes.

Dans le grand nombre d'observations que j'ai faites avec ce dispositif, j'ai fait varier la force électromotrice, la distance entre les électrodes, la capacité en dérivation avec le tube, et la résistance en série avec le tube et les accumulateurs.

Prenons d'abord le cas où l'on fait varier le potentiel, en conservant la résistance et la distance entre les électrodes constantes, en l'absence de capacité en dérivation. Par exemple, avec une distance de 6 centimètres entre les électrodes, si on augmente la tension par degrés de 100 volts à la fois, la décharge commence à partir de 600 volts. Cette décharge a l'apparence caractéristique des décharges à cette pression, avec les espaces obscurs de Crookes et de Faraday, et la colonne positive ordinaire. Avec 700 volts, la lueur est plus intense, le courant indiqué par le galvanomètre plus grand, sans d'ailleurs aucun autre changement. A 800 volts, au contraire, il se produit une modification brusque dans l'apparence de la décharge, et en même temps le téléphone accuse un son. Les deux colonnes lumineuses déjà en évidence s'affaiblissent un peu, et on constate une autre gaine qui entoure la cathode comme une auréole à environ 1 centimètre de distance. Cette troisième gaine est aussi forte derrière la cathode que devant, tandis que la gaine négative ordinaire l'est seulement devant la cathode. Elle est facilement déviable par un champ magnétique, et le sens de la déviation indique l'existence de centres négatifs produits derrière la cathode. Les lignes courbes suivies par ces centres s'expliquent en supposant que le libre parcours des centres négatifs est encore petit, qu'ils produisent d'autres centres par choc, au bout de chaque parcours, et que cette chaîne de petites trajectoires se courbe, suivant les lignes de force qui se dirigent vers la face postérieure de la cathode. Il me faut insister sur ce que cette production des électrons à la surface postérieure est inséparable, dans mes recherches, de la production du son ; si on détruit cette décharge anormale par un champ magnétique suffisamment intense, le son disparaît en même temps. La luminosité de cette auréole croît avec l'intensité du son, et arrive à presque éteindre la décharge ordinaire. Ainsi la théorie qui explique le son doit en même temps expliquer les variations dans l'apparence de la décharge.

En général, le son ainsi produit est un son clair et souvent d'une fréquence pénible à écouter. Mais au début, quand la tension est à peine assez élevée pour produire le changement dans la décharge, au lieu d'un son pur, on a des pulsations lentes et séparées, en synchronisme avec la décharge qui varie entre les deux espèces déjà décrites. En augmentant le voltage, le son devient de plus en plus clair et aigu. J'ai trouvé presque deux gammes complètes en variant le voltage entre 800 et 2400 volts. A partir de 2400 volts environ, on n'entend plus rien, et la décharge devient très intense. Dans la théorie qui suit, j'ai essayé de démontrer qu'il devait exister deux limites de tension entre lesquelles seulement la discontinuité peut exister.

Les valeurs du courant obtenues dans le cas précédent suivent une courbe régulière, et de la forme générale qu'on trouve dans les décharges analogues; mais, au moment où le son commence, il y a une discontinuité dans la courbe qui se prolonge au-dessous de la courbe ordinaire, comme le montre la figure 1.

Si l'on fait varier la distance entre les électrodes,

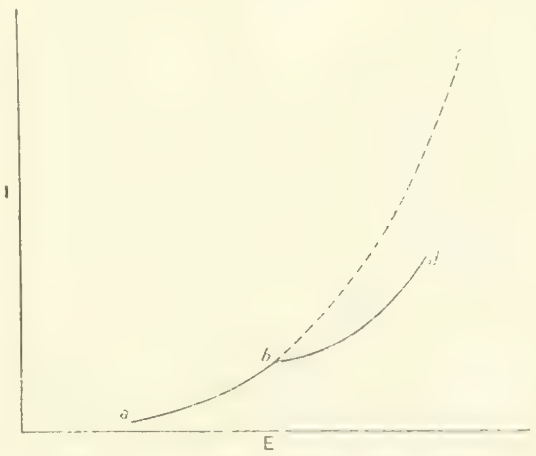


Fig. 1.

on trouve que, pour amorcer la décharge, la distance explosive suit la forme caractéristique de la loi de Paschen. La tension nécessaire pour produire le son suit aussi une courbe semblable, mais les deux courbes ont des minima qui correspondent aux différentes positions de la cathode. Dans la figure 2, on voit que, dans le premier cas, le minimum explosif correspond à une distance d'environ 7 centimètres, tandis que l'autre minimum correspond à 4 centimètres. On voit aussi que les deux courbes s'approchent quand on diminue la distance, et que, à 3,5 cm. il est presque impossible de produire une décharge

tranquille; c'est-à-dire que la décharge a la seconde forme dès le début.

L'effet d'une capacité en dérivation avec le tube est aussi curieux, et facilite l'explication du phénomène. Comme on peut le prévoir, cette capacité ne produit aucun effet quand la décharge est tranquille, mais, quand on entend le son, on trouve une variation de

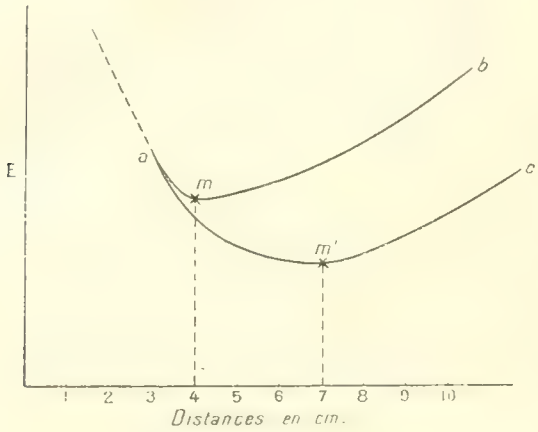


Fig. 2.

l'intensité de la décharge qui dépend de la distance entre les lames du condensateur, et qui devient plus brillante quand on augmente la capacité. L'intensité du son varie d'une façon analogue, mais sa fréquence passe par des maxima et minima suivant l'augmentation graduelle de la capacité. Je n'ai pas utilisé de grands condensateurs, mais, en général, si on augmente la capacité, après deux maxima et un minimum, la fréquence semble diminuer constamment. Ceci concorde très bien avec l'hypothèse, déjà posée, que l'effet d'un condensateur sur la décharge alternative est due à une résonance entre la fréquence du champ, et une autre fréquence qu'on peut faire varier avec la valeur de la capacité.

Pour comparer le courant tranquille au courant interrompu à la même tension et à la même distance entre les électrodes, j'ai eu recours au champ magnétique transversal à l'axe du tube. Avec un champ très faible et près de la cathode, on peut rendre la décharge tranquille, sans autre changement du dispositif. Le tableau ci-joint donne les résultats pour plusieurs distances entre les électrodes, et montre la différence très appréciable entre le courant tranquille et le courant variable. On voit que cette différence tend vers zéro, aux positions de la cathode où le son commence au même voltage que la décharge.

Distances entre les électrodes	Courant discontinu	Courant continu	Différence de potentiel approximative
	amp	amp	volts
8. . .	11,5 × 10⁻⁶	18,2 × 10⁻⁶	800
7. . .	8,0	12,5	700
7.0. . . .	9,6	12,8	700
6.5. . . .	7,7 »	9,6	
6,0. . . .	7,0	9,7	650
5,5. . . .	9,0 »	8,7	650
7,5	6,7	5,8	600

Naturellement le galvanomètre indique une valeur du courant plus petite que le maximum de chaque période, et quand la décharge est interrompue on attend que la déviation soit réduite, comme on le trouve dans l'expérience.

La théorie dont j'ai indiqué déjà les traits généraux[1], s'appuie sur la valeur de la capacité d'un tube de Geissler (voir Villard, « Les Rayons cathodiques », p. 50).

Il s'agit de charger, et puis de décharger ce condensateur à travers le gaz entre les électrodes, ou armatures du condensateur.

Comme nous le verrons, ce phénomène se répète d'une manière régulière avec une fréquence qui dépend des valeurs du voltage, de la capacité, etc....

Pour faire le calcul, représentons le tube comme une capacité en dérivation sur une grande résistance, cette résistance étant la valeur de $\frac{V}{I}$ quand la décharge passe dans le gaz.

Soient :

E, la force électromotrice des accumulateurs;
R, la résistance extérieure du circuit;
r, la résistance en dérivation avec la capacité;
I, le courant dans le circuit principal;
i_c, le courant qui charge la capacité;
i_r, le courant qui passe par la résistance r;
C, la capacité du tube;
V, la différence de potentiel entre les électrodes;
ε, la différence de potentiel minimum pour que la décharge passe dans le tube.

On a évidemment,

$$(1) \qquad I = \frac{E - V}{R} = i_c + i_r$$

et au bout d'un temps t

$$(2) \qquad V = \frac{1}{C}\int i_c\,dt = \frac{1}{C}\int (I - i_r)\,dt$$

$$= \frac{1}{C}\int \left(I - \left(\frac{V - \varepsilon}{r}\right)\right) dt.$$

Le rapport $\frac{V}{I} = r$ n'est pas constant, mais, comme nous le verrons, les variations de I sont probablement comprises entre des limites assez rapprochées, et sans erreur appréciable, nous pouvons regarder r comme constant.

Éliminons V entre (1) et (2), nous avons

$$RI = E - \frac{1}{Cr}\int (rI - E + RI + \varepsilon)\,dt$$

1. *Comptes Rendus*, 21 mai 1909.

expression dont la différentielle est

$$dI + \frac{1}{CrR}(r + R)\,dt = \frac{1}{CrR}(E - \varepsilon)\,dt$$

L'intégral est de la forme $Ie^{at} = \frac{b}{a}e^{at} + C$ où a et b sont connus. Nous pouvons trouver C en posant $I = \frac{E - V_1}{R}$, quant $t = o$ d'où nous tirons la valeur de

$$(3) \qquad I = e^{-\left(\frac{r+R}{RCr}\right)t}\left[\frac{Er + R\varepsilon}{R(r+R)} - \frac{V_1}{R}\right] + \frac{E - \varepsilon}{R + r}$$

Il est aussi intéressant de chercher le temps nécessaire pour charger C d'un potentiel V_1 à un autre V_0. Cette quantité est facilement déduite de (3) en résolvant pour t et prenant la différence entre t_r et t_0 qui correspond à V_1 et V_0. Nous avons ainsi :

$$(4) \qquad T = \frac{RCr}{R + r}\log_e \frac{rE + R\varepsilon - V_1(r + R)}{rE + R\varepsilon - V_0(r + R)}$$

Un régime permanent s'établira quand $t = \infty$ et le courant permanent $I_\infty = \frac{E - \varepsilon}{r + R}$ comme on le sait à priori. Mais pour expliquer les variations de I, il faut supposer, qu'avant l'établissement de ce régime, r change brusquement à une autre valeur r' plus petite que r qui correspond à un certain potentiel du « condensateur » que j'ai déjà appelé V_0. Cette constante dépend des conditions du tube, du gaz, etc., mais sa signification précise n'est pas encore très claire.

Dès cet instant la capacité commence à se décharger, et l'on peut faire un calcul analogue au précédent, en posant cette fois $i_r = I + i_c$, et, quand $\tau = o$, $I = \frac{E - V_0}{R}$.

Le courant de décharge I′ est donné par la même expression, mais il faut écrire r' au lieu de r, et V_r pour V_0. T′ de la décharge entre V_0 et V_1 a une expression comme T_r avec la seule différence que r est changé en r'.

Dans la valeur de I′, si $t = \infty$ on trouve $I'_\infty = \frac{E - \varepsilon}{r' + R}$, mais dans ce cas aussi je suppose que le courant n'atteint pas cette valeur, et quand le potentiel est tombé à V_1 et $I = \frac{E - V_1}{R}$, la résistance doit reprendre sa valeur initiale.

Il y a maintenant une seconde période de charge, et ainsi de suite. Le courant I de charge a une valeur décroissante, et I′ croissante avec le temps, ce qui est évident d'après (3), où la quantité entre parenthèses est positive ou négative suivant que V est plus petit ou plus grand que $\frac{Er + R\varepsilon}{R + r}$.

Les limites de I entre lesquelles il varie périodiquement sont, comme j'ai indiqué, $\frac{E - V_0}{R}$ et $\frac{E - V_1}{R}$, et ces limites sont elles-mêmes comprises entre d'autres limites I_∞ et I'_∞. De ces inégalités il s'ensuit que

$$\frac{V_1(R + r') - R\varepsilon}{r'} > E > \frac{V_0(R + r) - R\varepsilon}{r};$$

cette expression est intéressante parce qu'elle montre que la tension qu'on emploie dans les expériences doit se trouver entre deux limites pour que le son soit produit.

La limite inférieure est très évidente, et est en général différente du potentiel explosif, mais l'autre limite est moins facile à mettre en évidence, parce que le son peut dépasser la région d'audition et exister toujours, même avec les voltages supérieurs à ceux que j'ai employés quand je n'entendais plus rien.

La figure 3 montre schématiquement la forme du courant supposé dans les limites et la manière dont elles influencent la valeur de la période. Ce courant

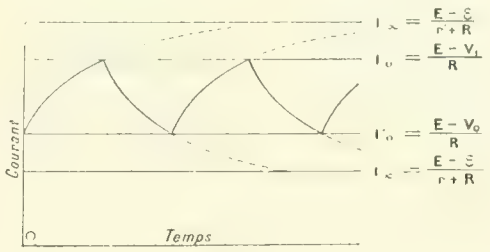


Fig. 3.

peut être considéré comme l'addition de deux courants, dont l'un est uniforme, et l'autre varie entre des maxima égaux et zéro. L'apparence de la décharge, quand la fréquence était petite, justifie cette représentation, parce qu'une partie de la lumière (la partie paraissant avant le début du son) restait immobile, tandis que l'autre partie variait entre des maxima, et des extinctions complètes.

Une autre confirmation de la théorie se manifeste par l'équation (4). L'expression logarithmique est toujours plus grande que l'unité parce que V_r est plus petit que V_0; ainsi il est évident qu'en augmentant E, T doit diminuer et tendre vers zéro, quand la fraction tend vers l'unité. Ceci concorde avec les faits. Par exemple, avec une certaine disposition des électrodes, j'ai pu jouer avec la décharge une approximation à l'accord majeur (CEGC) quand E avait les valeurs 1200, 1300, 1400 et 1500 volts successivement.

Un accroissement de C devait aussi prolonger la période suivant l'équation (4). L'expérience vérifie la théorie dans ce cas, si la capacité n'est pas trop petite, mais comme j'ai déjà indiqué, en ajoutant de la capacité, la fréquence au début passe par des maxima et des minima non prévus par la théorie.

Si l'on augmente la résistance extérieure, R, la

période se prolonge, ce qui est encore une confirmation, parce que l'expression logarithmique de (4) augmente avec R, et le coefficient encore plus rapidement.

Il est plus difficile de faire un accord entre le calcul et les indications du galvanomètre, toutefois je l'ai essayé en dérivant une expression pour le courant efficace, quand celui-ci varie de la manière supposée. Sans reproduire tout le calcul, on trouve que le courant efficace I pendant la charge $= K' + 2kK' \frac{(1 - e^{-at})}{at} + k \frac{(1 - e^{-2at})}{2aT}$, où k, K' et a sont des quantités constantes dépendant de E, C, R, etc., T est la période et e la base du système népérien.

Quand T tend vers 0, I tend vers $(k + K')^2$, et aux limites, on dérive, en substituant pour K et K', $I = \frac{E - V_1}{R}$. Aussi pendant la décharge $I = \frac{E - V_0}{R}$. La valeur moyenne de ces deux courants est $\frac{E}{R} - \frac{V_0 + V_1}{2R}$ qui est assez précise, quand la fréquence est grande. Reprenons maintenant l'expérience où le son était détruit par un champ magnétique, le courant indiqué par le galvanomètre augmente. Or si on admet que V_0 est la chute de potentiel entre les électrodes quand le courant est continu on a pour ce courant $\frac{E - V_1}{R} = \frac{E}{R} - \frac{V_0 + V_1}{2R}$, qui est encore une vérification au moins qualitative de la théorie.

Il reste à expliquer pourquoi le phénomène se produit comme si la valeur de r changeait brusquement quand le champ dépasse une certaine limite. Si on accepte les résultats de Capstick qui trouve le son plus facilement avec des mélanges de gaz, on peut supposer une espèce d'hétérogénéité dans la conductibilité des mélanges où une seconde composante devient ionisée à partir d'un champ plus intense que la première. Mais je crois plutôt qu'il s'agit des conditions dont les électrons sont libérés à la surface de la cathode. L'auréole qui entoure la cathode quand la discontinuité commence, est séparée de cette électrode par un espace obscur nettement plus étroit que celle de la gaine négative ordinaire ; elle a l'air aussi d'être plus déformable dans un champ magnétique. Toutes ces circonstances amènent à l'hypothèse très tentante, qu'à partir d'une certaine valeur du champ, il y a un changement dans la façon dont sont émis les centres négatifs, dû peut-être à une destruction partielle de la couche double à la surface cathodique. On est encore si loin des conditions de l'arc, qu'il est peu probable que l'effet Edison puisse intervenir pour expliquer cette émission plus facile par la cathode ; mais en tout cas il semble qu'un phénomène un peu analogue au changement entre la décharge ordinaire et l'arc a lieu, et donne naissance aux variations périodiques du courant.

Comme conclusion je veux exprimer mes remerciements les plus sincères à M. Lippmann pour son hospitalité au laboratoire de recherches ; à M. Bouty et à M. Décombes pour avoir mis à ma disposition la grande batterie d'accumulateurs, et à M. Pellat pour ses conseils très amicaux.

(Reçu le 29 août 1909.)

Observation faite parallèlement aux lignes de force des dissymétries d'intensités et de positions des composantes magnétiques de quelques raies d'émission

Modification de la longueur d'onde moyenne des composantes sous l'action du champ magnétique.

Par A. DUFOUR

(École Normale Supérieure. — Laboratoire de physique.)

I. *Étude des intensités des composantes.*

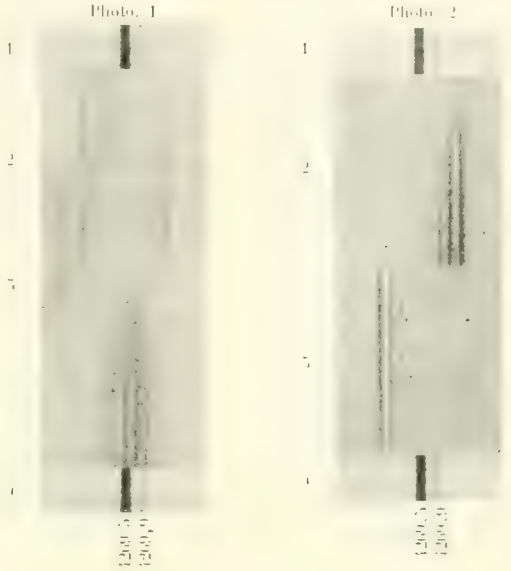
Décompositions symétriques. — L'étude des modifications subies par les raies spectrales dans un champ magnétique a montré que, le plus souvent, une raie fournit un certain nombre de composantes, dont les intensités et les places dans l'échelle des fréquences admettent un axe de symétrie qui, jusqu'ici, a paru être presque toujours la raie primitive elle-même. Pour ces raies à décompositions symétriques, l'étude du phénomène de Zeeman, faite parallèlement ou perpendiculairement au champ, a toujours fourni,

dans les deux cas, comme l'a fait remarquer M. Cotton[1], les mêmes résultats aussi bien au point de vue de la place que de l'intensité des composantes. A la vérité, ces constatations n'ont pas été extrêmement nombreuses : on n'a pas toujours pu surmonter les difficultés expérimentales qu'on rencontre dans ce mode d'observation. Jack[2] déclare même qu'il lui a été impossible d'observer le sens de rotation de la lumière polarisée circulairement des composantes quand elles sont nombreuses.

C'est pourquoi je dirai d'abord un mot de la raie $\lambda = 4269,5$ du tungstène, étudiée par Jack, mais seulement perpendiculairement au champ. Elle fournit 15 composantes magnétiques dont 5 vibrent parallèlement au champ, les 8 autres vibrant perpendiculairement aux lignes de force ; les composantes admettent comme axe de symétrie de position la raie initiale, mais il n'en est pas de même, d'après lui, pour les intensités des composantes vibrant perpendiculairement au champ.

J'ai fait quelques photographies du phénomène de Zeeman relatif à cette raie du tungstène. J'ai pris comme source une étincelle condensée jaillissant entre deux fragments de tungstène métallique, dans l'air ; on a naturellement eu soin de mettre une self-induction dans le circuit de l'étincelle. Dans le champ magnétique, qui était ici de l'ordre de 25.000 unités, la raie $\lambda = 4269,5$ du tungstène se décompose effectivement en 15 composantes, comme l'a indiqué Jack, et donne un phénomène de Zeeman considérable. Mais je n'ai pas trouvé exactement les intensités relatives des composantes citées par cet auteur pour les vibrations perpendiculaires au champ ; ces intensités vont en croissant à mesure qu'on s'écarte de la raie initiale ; elles paraissent avoir, en première approximation, cette raie comme axe de symétrie, si l'on a soin de tenir compte, autant que cela est possible, de la cause d'erreur apportée par la raie $\lambda = 4269,9$ peu intense et assez voisine de la raie précédente pour se mélanger à ses composantes quand le champ est intense. J'ai pu réussir à photographier le phénomène longitudinal fourni par cette raie, ce qu'on avait vainement tenté d'effectuer jusqu'ici.

La photographie 1 donne les résultats de l'observation faite perpendiculairement au champ (régions 1 et 4, raies sans champ ; la région 2 est faite des vibrations perpendiculaires aux lignes de force ; la région 3 est constituée par les vibrations parallèles aux lignes de force). La photographie 2 donne les apparences obtenues dans l'observation faite parallèlement au champ (les régions 2 et 3 sont formées des vibrations circulaires de sens inverse). Ces clichés n'étant pas très intenses, on ne voit pas les 8 composantes vibrant perpendiculairement au champ, on n'en voit que 6, les 2 autres sont trop faibles ; en revanche on voit bien que les intensités de ces composantes croissent à mesure qu'on s'écarte de la raie initiale. Il n'y a pas de conclusion ferme à tirer de la dissymétrie d'intensité des deux plages 2 et 3 de la photographie 2, car elles n'ont pas été photographiées



simultanément. Ces photographies sont obtenues en agrandissant une douzaine de fois les clichés originaux fournis par le spectre du quatrième ordre du réseau de Rowland que j'ai déjà décrit. Les raies n'ont pas la finesse qu'on trouvera dans les autres photographies de ce mémoire, pour lesquelles la source était une flamme. De même au point de vue de la comparaison des intensités des composantes, l'étincelle est une source beaucoup moins commode que la flamme car ses dimensions sont trop restreintes et sa forme trop variable.

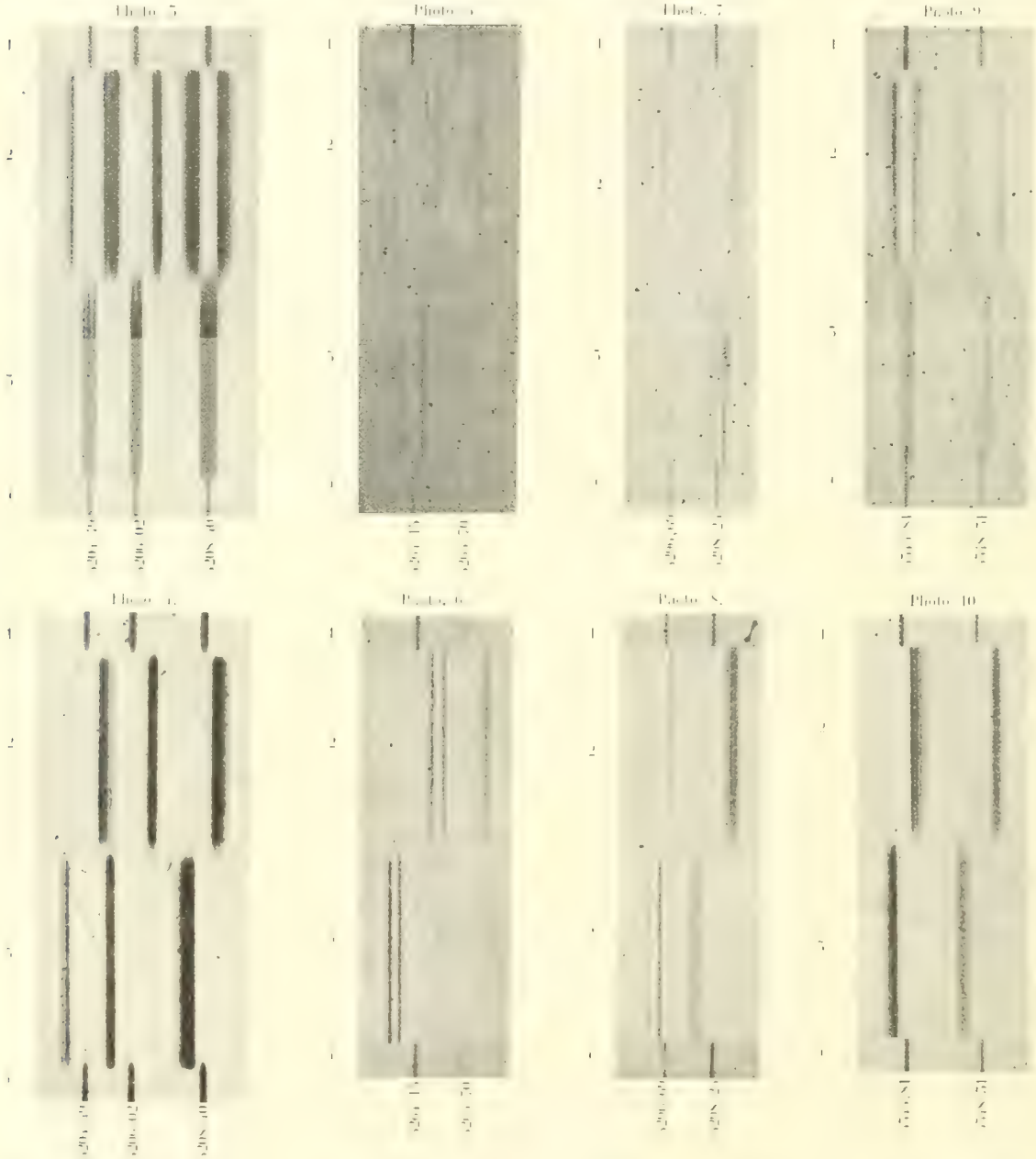
En résumé, même dans les cas des décompositions compliquées symétriques, la corrélation entre les résultats obtenus dans les deux sens principaux d'observation se vérifie.

Décompositions dissymétriques. — Pour d'autres raies d'émission, on a déjà constaté, dans l'observation faite perpendiculairement au champ, que la symétrie d'intensités n'existe plus par rapport à la raie initiale. On en trouvera des exemples assez nombreux dans le travail de Jack sur le tungstène et le molybdène, et de Moore[1] sur le thorium. Cette dissymétrie n'a pas encore été signalée pour les raies d'émission dans l'observation du phénomène de Zeeman faite parallèlement aux lignes de force. M. J. Becquerel a constaté dans les spectres d'absorption de quelques cristaux de terres rares, comme le xénotime et la tysonite, l'existence de bandes d'absorption

1. Cotton, *Société française de Physique*, séance du 7 mai 1909. Voir *Le Radium*, 6 (1909) 188-190.
2. Jack, *Thèse*, Göttingen 1908.

1. Moore, *Phys. Zeits.*, 10 (1909) 297.

dont les composantes magnétiques, observées parallèlement au champ, ont des intensités différentes[1]. Au cours des recherches que je poursuis sur le phénomène de Zeeman présenté par les bandes des vapeurs, j'ai rencontré quelques raies d'émission, parfaitement fines et bien définies, et qui m'ont donné



des composantes dont les intensités sont plus ou moins dissymétriques par rapport à la raie initiale ; j'ai pu ainsi établir la corrélation entre les phénomènes observés parallèlement au champ et ceux qu'on obtient dans l'observation perpendiculaire, même dans le cas des dissymétries[2]. Ce sont ces résultats expérimentaux que je vais maintenant exposer.

1. J. Becquerel, *Le Radium*, 5, 1908, 5.
2. *C. R.*, 148, 1909, 1594.

Technique employée. — J'ai utilisé comme source la flamme du chalumeau oxyacétylénique que j'ai déjà décrit et dans laquelle on injecte de l'oxyde de chrome pur du commerce. Je me suis limité à l'étude de la région du spectre comprise entre $\lambda = 5200$ et $\lambda = 5410$, qui contient le triplet vert intense du chrome, de longueurs d'onde 5204,49 – 5206,02 et 5208,40 et un certain nombre d'autres raies moins intenses.

On a aussi employé l'étincelle condensée, avec self-induction dans le circuit, jaillissant entre deux fragments de chrome métallique. Mais les raies obtenues sont beaucoup moins fines et moins intenses qu'avec la flamme. Aussi je n'ai pu observer dans ces conditions que le triplet vert signalé précédemment. Les

résultats donnés par l'étincelle ont été exactement les mêmes que ceux fournis par la flamme.

Le dispositif optique est celui qui m'a déjà servi dans des recherches antérieures[1]. J'ai eu à ma disposition un gros électro-aimant Weiss, dont les noyaux ont 17,5 cm. de diamètre et qui m'a fourni, entre pièces polaires percées et dans un entrefer de 8 à 10 mm., un champ de 28.000 unités environ. J'ai pu atteindre avec un entrefer plus petit un champ de 55.000 unités, mais les conditions d'observation étant moins commodes, j'ai opéré en général dans un champ de 28.000 unités seulement.

Les plaques photographiques ont été des plaques Wratten ; les poses ont duré en général une trentaine de minutes pour obtenir le spectre de la flamme dans le champ magnétique. Pour les photographies faites dans l'observation longitudinale, les régions correspondant aux vibrations circulaires de sens différents sont photographiées en même temps, grâce à l'artifice connu du double quart d'onde ; de même dans l'observation faite perpendiculairement au champ, le spectre des vibrations parallèles aux lignes de force est photographié en même temps que celui des vibrations perpendiculaires aux premières, par suite de l'emploi d'une lame demi-onde convenablement orientée. Enfin, dans certains cas, on a photographié sur la même plaque le spectre obtenu en l'absence de tout champ magnétique.

Les reproductions photographiques qu'on trouvera ici sont des agrandissements directs des négatifs originaux ; ceux-ci étant excellents, ils ont pu supporter un agrandissement de 12 fois et demi, ce qui transforme la plaque 9 × 12 centimètres utilisée en une plaque de 1 m. 10 sur 1 m. 50. On a donc été forcé de couper les épreuves agrandies obtenues et de juxtaposer les parties intéressantes qu'on trouvera ci-dessous ; dans ce travail de coupure et d'assemblage, on a eu soin de ne pas séparer les parties qui doivent être comparées ensemble. Les régions supérieures et inférieures 1 et 4 des reproductions montrent les raies en l'absence de tout champ magnétique ; les régions centrales 2 et 3 donnent les spectres des vibrations circulaires ou rectilignes suivant que l'observation est faite parallèlement ou perpendiculairement au champ (dans ce dernier cas, la région 2 est formée des vibrations perpendiculaires au champ).

Résultats obtenus. — On n'a observé qu'une douzaine de raies fournies par la flamme de l'oxyde de chrome dans la partie verte du spectre. Le triplet vert du chrome avait déjà été étudié au point de vue du phénomène de Zeeman par Miller[2]. Il avait trouvé que chacune des raies de ce triplet fournissait elle-même un triplet. Grâce aux moyens plus puissants que j'ai employés, j'ai pu préciser ces résultats et montrer que la raie $\lambda = 5204,49$ donne un nonuplet, la raie $\lambda = 5206,02$ fournit un sextuplet et que la raie $\lambda = 5208,40$ se décompose en 15 composantes. En outre, l'une de ces raies présente des composantes d'intensités dissymétriques, fait non signalé par Miller.

J'ai calculé pour chacune de ces raies la valeur du rapport $\frac{\delta\lambda}{H\lambda}$, où λ est exprimé en centimètres et H en gauss ; pour des composantes ayant l'écart normal, la valeur de ce rapport est $0,94\ 10^{-6}$, d'après les mesures de MM. Cotton et Weiss. C'est cette valeur que j'ai prise comme unité pour exprimer les écarts des différentes composantes données par une même raie.

Les résultats des observations et des mesures faites sur les clichés photographiques sont indiqués dans le tableau suivant (pages 302 et 303).

Remarques. — 1° Il n'y a aucun doute possible sur l'existence des dissymétries d'intensités de composantes qui ont le même sens de vibration, puisqu'on les obtient ensemble sur la même plaque ; il en est de même pour la corrélation entre les dissymétries d'intensités observées perpendiculairement aux lignes de force et celles qu'on obtient dans l'observation faite parallèlement au champ.

2° Les valeurs absolues des écarts des différentes composantes sont seulement approximatives, à cause des difficultés qu'on rencontre dans la mesure des clichés et de la précision peu élevée atteinte dans la mesure des champs. Les nombres relatifs à une même raie et obtenus à l'aide de clichés différents s'écartent les uns des autres d'une quantité variable qui peut atteindre au dixième de leur valeur ; il en résulte que les nombres donnés ici, et qui en sont les moyennes, ne doivent pas être exacts à plus de 5 pour 100 près.

Pourtant, dans certains cas, quelques conclusions peuvent être énoncées sans aucun doute. C'est ainsi que les doublets *cd* et *ef* de la raie $\lambda = 5264,15$ ont certainement des écarts différents, ainsi qu'on peut le peut voir d'ailleurs sur les photographies 5 et 6.

En résumé, les résultats précédents peuvent s'exprimer ainsi : Les mêmes symétries ou dissymétries de positions ou d'intensités des composantes d'une même raie se retrouvent qualitativement et quantitativement, au moins en première approximation, *aussi bien dans l'observation longitudinale du spectre des vibrations circulaires* que dans l'observation faite transversalement du spectre des vibrations perpendiculaires aux lignes de force. De plus, les écarts des composantes sont en rapport simple avec l'écart normal, aux erreurs d'expérience près.

II. — *Positions des composantes par rapport à la raie initiale.*

J'ai pu constater aussi que les positions dans l'échelle des fréquences des composantes de la plupart

1. *Le Radium*, 5 (1908) 291.
2. Miller, *Ann. der Phys.*, 24 (1907) 125.

RAIE.	Intensité approximative.	COMPOSANTES VIBRANT PARALLÈLEMENT AUX LIGNES DE FORCE. Désignation en allant du violet vers le rouge, c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies	Intensités approximatives des composantes	Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité	Remarques relatives aux intensités des composantes.
5204,49 donne un nonuplet	160	Photo. 5, rég. 5 { a. . b c. .	20 22 22	ab = bc = 1 4 environ.	Très légère dissymétrie dans les intensités des composantes extrêmes par rapport à la composante centrale.
5206,02 donne un sextuplet	180	Photo. 5, rég. 5 { a b. .	50 50	ab = 2 5 environ.	Symétrie d'intensités par rapport à la raie initiale.
5208,40 donne 15 composantes	200	Photo. 5, rég. 5 { α. . β γ. . δ. . ε. .	16 16 16 16 16	αβ = βγ = γδ = δε = environ 1 6.	Symétrie d'intensités par rapport à la raie initiale.
5247,56 donne un triplet.	50	α. .	18		
5264,45 donne un sextuplet	80	Photo. 5, rég. 5 { a. . b. .	14 18	ab = environ 1.	Intensités dissymétriques ; la composante retardée est la plus intense.
5265,70 donne un quadruplet	50	Photo. 5, rég. 5 { α. . β. .	8 8	αβ = environ 1 5.	
5296,69 (donne 7 ou 8 composantes).	75	Photo. 7, rég. 5 { a. b. . c. .	10 10 5	ab = bc = 1 2 environ.	Intensités dissymétriques, les composantes accélérées sont plus intenses que les autres.
5298,25 (donne 8 ou 10 composantes).	90	Photo. 7, rég. 5 { a. b .	20 50	ab = environ 5 5.	Intensités dissymétriques ; la composante retardée est la plus intense.
5345,81 donne 9 ou 10 composantes	100	Photo. 9, rég. 5 { a. . b. . c. . d. .	6 10 10 14	ab = bc = cd = 1 environ.	Intensités dissymétriques ; les composantes retardées sont les plus intenses.
5348,51 donne un quadruplet	70	Photo. 9, rég. 5 { a b.	15 18	ab = environ 1 2	Intensités dissymétriques, la composante retardée est la plus intense.
5349,78 donne un triplet (diffus).	150	α. .	50		Cette composante est dégradée vers le violet.

COMPOSANTES VIBRANT PERPENDICULAIREMENT AUX LIGNES DE FORCE.

Désignation en allant du violet vers le rouge, c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies	Intensités approximatives des composantes	Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité	Remarques relatives aux intensités des composantes.
Photo. 5, rég. 2 et Photo. 4, rég. 5	d . 5 e . 10 f . 15	$de = ef = gh = hi$ 1 4 environ. fg = 3 2 environ	Les composantes d, e, f, sont moins intenses que celles qui leur correspondent du côté du rouge. On le voit sur la photographie 5, bien que ces composantes viennent se mélanger à celles de la raie 5206,02. Ce qui est intéressant c'est que la dissymétrie d'intensité observée perpendiculairement au champ se retrouve, et cette fois les composantes sont pures, dans l'observation faite parallèlement au champ (photo. 4). La lenteur des phénomènes observés dans les deux sens principaux d'observation existe aussi pour tous les résultats donnés dans ce tableau. L'étincelle entre pointes de chrome permet de faire les mêmes constatations que la flamme
Photo. 5, rég. 2 et Photo. 4, rég. 5	g . 25 h . 20 i . 10		
Photo. 5, rég. 2 Photo. 4, rég. 5 Photo. 5, rég. 2 Photo. 4, rég. 2	c_1 . 45 c_2 . 15 d_1 . 15 d_2 . 45	$c_1c_2 = d_1d_2 = 1$ 6 environ. Distance de c_1c_2 à d_1d_2 = 2 environ.	On n'arrive à voir que le dédoublement d_1d_2, car c_1c_2 se mélangent aux composantes de la raie précédente. Il y a symétrie d'intensités des composantes par rapport à la raie initiale
Photo. 5, rég. 2 Photo. 4, rég. 5	a_1 . 8 a_2 . 10 a_3 . 12 a_4 . 14 a_5 . 16	L'écart de deux composantes consécutives a ou b est d'environ 1 6. a_5b_1 = environ 1.	Mesures difficiles. Symétrie d'intensités par rapport à la raie initiale.
Photo. 5, rég. 2 Photo. 4, rég. 2	b_1 . 16 b_2 . 14 b_3 . 12 b_4 . 10 b_5 . 8		
	a . 16 b . 16	ab = environ 5 2.	Intensités symétriques.
Photo. 5, rég. 2 Photo. 6, rég. 5 Photo. 5, rég. 5 Photo. 6, rég. 2	c . 14 d . 14 e . 10 f . 10	cd = 0.45 environ. ef = 0.52 environ. La distance du milieu de cd au milieu de ef est égale à 2 environ	On trouve ici les deux types de dissymétries : 1° dissymétries de position des composantes, puisque l'écart du doublet ef est plus grand que celui du doublet cd ; 2° dissymétries d'intensités, ce dernier étant moins intense que l'autre. Enfin il faut encore noter que les milieux de ces deux doublets et le milieu du doublet ab admettent à peu près un même axe de symétrie dont la place sera fixée tout à l'heure.
Photo. 5, rég. 2 Photo. 6, rég. 5	a 5	ab = 2 environ	Dissymétries d'intensités ; la composante retardée est la plus intense.
Photo. 5, rég. 2 Photo. 6, rég. 2	b 10		
Photo. 7, rég. 2 Photo. 8, rég. 5	d . 5 e . 10 f . 20	$de = ef = fg = gh$ environ 1 2	Intensités dissymétriques ; les composantes accélérées sont les plus intenses
Photo. 7, rég. 2 Photo. 8, rég. 2	g . 10 h . 5		
Photo. 7, rég. 2 Photo. 8, rég. 5	c . 5 d . 6 e 4	$cd = de = fg = gh$ environ 1 5. ef = environ 6 5.	Intensités dissymétriques par rapport à la raie initiale ; les composantes retardées sont les plus intenses.
Photo. 7, rég. 2 Photo. 8, rég. 2	f . 6 g . 9 h . 10		
Photo. 9, rég. 2 Photo. 10, rég. 5	e . 1 f . 5 g . 28	$ef = fg = hi = ij$ gh = environ 1 5. qh = environ 4 5	Intensités dissymétriques par rapport à la raie initiale. On voit avec beaucoup de peine les composantes ef noyées dans le dégradé de g.
Photo. 9, rég. 2 Photo. 10, rég. 2	h . 15 i . 10 j . 5 k . 1		
Photo. 9, rég. 2 Photo. 10, rég. 5	c . 17	cd = environ 5 2.	On constate une dissymétrie d'intensités de sens inverse à celle des composantes de la raie précédente.
Photo. 9, rég. 2 Photo. 10, rég. 2	d . 20		
	a . 40 b . 40	ab = environ 8 7	Les composantes a et b sont dégradées la première vers le violet, la seconde vers le rouge, elles sont sensiblement symétriques par rapport à la raie initiale.

de ces raies ne sont pas celles que les théories actuelles du phénomène de Zeeman permettent de prévoir simplement. On a déjà signalé quelques exemples de raies d'émission dont les composantes ne sont pas symétriques en position par rapport à la raie initiale. Je citerai, par exemple, la raie $\lambda = 4298,55$ du tungstène qui, d'après Jack, donne 6 composantes dont les intensités seules sont symétriques par rapport à la raie initiale; la raie $\lambda = 4545,66$ du même corps donne, d'après le même auteur, 6 composantes aussi dont les positions et les intensités sont dissymétriques par rapport à la raie initiale. On en trouvera aussi un certain nombre d'exemples dans le travail de Moore, déjà cité. Zeeman et Gmelin ont montré que dans le cas du triplet donné par la raie jaune du mercure $\lambda = 5790$, la composante vibrant suivant les lignes de force est déplacée du côté du rouge par rapport à la raie initiale, l'écart variant proportionnellement au carré du champ. Mais dans toutes ces expériences, les observations ont été faites avec la lumière émise perpendiculairement au champ. Il y avait un grand intérêt théorique à voir si les mêmes phénomènes s'observent aussi dans l'observation faite parallèlement aux lignes de force, pour les raies d'émission [1].

J'ai donc comparé la position des composantes à celle de la raie initiale, dans les deux directions principales d'observation. Il faut obtenir sur la même plaque le spectre de la flamme en l'absence de tout champ magnétique et le spectre modifié par le champ; de leur comparaison résulteront les positions des composantes par rapport à la raie initiale. Comme le décalage cherché, s'il existe, est petit, la plus grande difficulté expérimentale qui se présente est d'être certain que le système optique n'a pas subi de variations accidentelles ne se détruisant pas elles-mêmes. Toute la certitude du résultat repose sur cette condition. On a alors fait les trois séries d'expériences suivantes.

1° *Poses intercalées.* — L'observation du phénomène de Zeeman a été faite ici avec la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force. On a intercalé les unes dans les autres les poses des régions différentes des clichés. Par exemple, les photographies 3, 5, 7, 9 de ce travail proviennent d'un cliché pour lequel les poses ont été ainsi conduites : les régions 1 et 4 (en l'absence de tout champ magnétique) ont été photographiées en même temps; il en est de même pour les régions 2 et 3, obtenues quand la source lumineuse est dans le champ. L'ordre et la durée des impressions ont été les suivants :

Région 1-4	5 minutes de pose	
— 2-3	15	—
— 1-4	5	—
— 2-3	15	—
— 1-4	5	

[1] Dans le spectre d'absorption du néodyme, M. J. Becquerel a constaté que le milieu du doublet de la bande 5221 est dans un champ de 24000 gauss, déplacé de 0,01 à 0,02 $\mu\mu$ du côté violet. *C. R.*, **148** 1909 914.

Il est donc bien probable que les variations lentes du système optique, s'il y en a, ont affecté également la place des raies pour les quatre régions et qu'elles disparaissent dans la comparaison du spectre 1-4 et du spectre 2-3. On peut ainsi obtenir la place de la raie initiale par rapport aux composantes de l'un et l'autre sens de vibration.

2° *Spectre du fer pris comme repère.* — On a fait ensuite, toujours dans le même sens d'observation, mais en se limitant aux composantes vibrant perpendiculairement au champ, les photographies suivantes : on enregistre sur une même plaque le spectre de ces vibrations, le spectre de la flamme en l'absence du champ magnétique et le spectre du fer, comme suit :

Région 1. La flamme est dans le champ magnétique... 20 minutes de pose.

Région 3. Arc au fer... 1 minute de pose.

Région 1. Flamme dans le champ... 20 minutes de pose.

Puis :

Région 2. Flamme en l'absence du champ... 10 minutes de pose.

Région 4. Arc au fer... 1 minute de pose.

Région 2. Flamme en l'absence du champ... 10 minutes de pose.

La comparaison des spectres de l'arc au fer 3 et 4 permet de constater et de mesurer les déplacements du châssis s'il y en a. On les a d'ailleurs trouvés négligeables.

3° *Poses simultanées.* On peut encore objecter à ces deux premiers procédés que, malgré les précautions prises en croisant les poses, il peut y avoir variation de l'indice de l'air dans la salle et déplacement du cliché, sans qu'on puisse le constater.

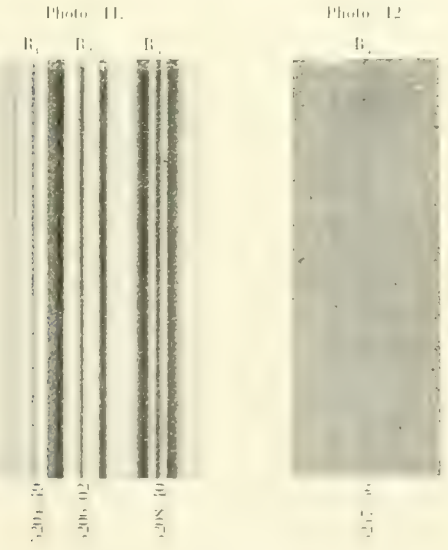
On a alors fait les expériences suivantes qui paraissent bien être à l'abri de toute critique : on utilise deux flammes à oxyde de chrome, l'une dans le champ magnétique, l'autre en dehors du champ, et placées en ligne droite avec la fente du spectroscope, de manière que *les deux sources* donnent *ensemble* leurs spectres. Dans ces expériences, on observait parallèlement aux lignes de force et en l'absence de tout appareil de polarisation. La source placée dans le champ magnétique et traversée par la lumière de la première source n'absorbe donc pas les radiations émises par celle-ci. On obtient sur la plaque photographique le spectre formé des raies non modifiées et le spectre des composantes magnétiques circulaires de ces raies, ces deux spectres étant mélangés l'un dans l'autre. Il suffira de veiller à ce que la pose commence et finisse en même temps pour les deux sources pour être à l'abri de toute objection sur les résultats.

Résultats. Quel que soit le procédé employé, les résultats ont toujours été les mêmes. Ils sont conte-

nus dans le tableau suivant, où l'on donne la distance, exprimée avec l'écart normal comme unité, de la raie initiale à la ligne de symétrie de positions des composantes magnétiques.

Raie	Déplacement *vers le violet* de la ligne de symétrie de positions des composantes vibrant *parallèlement* au champ, par rapport à la raie initiale. Observation faite perpendiculairement au champ. L'écart normal = 1	Déplacement *vers le violet* de la ligne de symétrie de positions des composantes vibrant *perpendiculairement* au champ, par rapport à la raie initiale. Observation faite perpendiculairement *et parallèlement* aux lignes de force. L'écart normal = 1
5204,49	0,07	0,06
5206,02	0	0
5208,40	0	0
5247,56	0,07	0,08
5264,15	0,07	0,05
5296,69	0,07	0,06
5298,25	0,04	
5345,81	0,07	0,04
5348,31	0	0
5409,78	0	0

Si la valeur numérique du déplacement est seulement approchée, vu sa petitesse, son existence n'est pas douteuse, même pour les vibrations perpendiculaires aux lignes de force. On peut le voir sur les photographies 11 et 12 obtenues par le troisième pro-



cédé décrit plus haut. R_1, R_2, R_3 dans la photographie 11, et R_1 dans la photographie 12 désignent les raies initiales. On peut nettement constater que les composantes de R_1 et de R_4, qui sont formées ici de lumière polarisée circulairement, ne sont pas symétriques en position par rapport aux raies initiales (le violet est à gauche dans les photographies) ; au contraire pour les composantes de R_2 et R_3 il y a symétrie complète.

On peut noter en passant que la raie R_1 fournit une décomposition magnétique très simple puisqu'elle donne un triplet.

Il est possible que le déplacement de la ligne de symétrie des composantes par rapport à la raie initiale ne soit pas le même pour les vibrations perpendiculaires au champ et pour les vibrations parallèles aux lignes de force. Les nombres du tableau précédent ne permettent pas d'énoncer une pareille affirmation ; à cause de la petitesse du phénomène, on peut seulement dire, pour l'instant, qu'*en première approximation* il y a un même axe de symétrie pour les positions des composantes des deux sortes de vibrations, déplacé ou non, suivant les raies, par rapport à la raie initiale. J'espère arriver à préciser davantage, en utilisant des moyens spectroscopiques plus puissants et à voir suivant quelle loi cette dissymétrie varie avec l'intensité du champ.

Il faut enfin remarquer que, dans les quelques raies que j'ai étudiées, pas une n'a donné un déplacement de la ligne de symétrie vers le rouge par rapport à la raie initiale, comme Zeeman et Gmelin l'avaient trouvé pour la raie jaune du mercure, mais seulement alors dans le cas des vibrations parallèles au champ.

En résumé, non seulement on observe *parallèlement et perpendiculairement* aux lignes de force *les mêmes symétries ou dissymétries d'intensités* des composantes mais aussi *les mêmes symétries ou dissymétries de positions* de ces composantes, et enfin on retrouve dans les deux modes principaux d'observation, pour les raies que je signale, et au moins en première approximation, *les mêmes décalages de la ligne de symétrie de positions* des composantes par rapport à la raie initiale ; en d'autres termes, sous l'action du champ magnétique, on peut dire que certaines raies *changent de longueur d'onde*, si l'on appelle longueur d'onde d'une raie modifiée la moyenne des longueurs d'onde de ses composantes.

Parmi les théories données jusqu'ici du phénomène de Zeeman, celle de Voigt est la seule qui ait prévu d'une façon explicite des changements magnétiques dissymétriques. Mais les caractères de la dissymétrie prévue par Voigt s'écartent nettement de celle que Gmelin et Zeeman ont trouvée, de celles que Moore et Jack ont observées[1] et de celles dont je viens d'établir l'existence en toute certitude. Voigt prévoyait (*Magneto und Elektrooptik*, p. 175) que, dans les champs faibles, la composante la moins réfrangible

1. Voigt a remarqué lui-même que les observations de Zeeman, Gmelin, Jack et Moore ne [illegible] pas [illegible] il a proposée. Voir *Magneto und Elektrooptik*, p. 258 [illegible] différente de ces dissymétries observées [illegible] des champs [illegible]. Mais cette explication [illegible] les [illegible] que ces dissymétries peuvent [illegible] aussi à un contrôle expérimental.

d'un triplet est plus forte et moins déplacée par rapport à la raie primitive de l'autre composante : c'est bien ce que j'observe dans des champs de 28 000 unités pour le triplet de la raie $\lambda = 5247,56$ sans constater toutefois la dissymétrie d'intensités prévue ; en outre d'autres raies à changements plus complexes présentent des phénomènes analogues au point de vue des dissymétries de positions, les dissymétries d'intensités ayant pourtant les deux sens possibles. Mais Voigt prévoit que ces dissymétries disparaissent dans des champs intenses, et surtout qu'on ne les observe pas parallèlement aux lignes de force. C'est la démonstration, pour les raies d'émission, de l'existence de ces dissymétries des composantes circulaires, observées parallèlement aux lignes de force, qui est, je crois, le résultat le plus important de mes observations au point de vue théorique.

(Reçu le 15 Juillet 1909)

Le thorium considéré comme agent de la radioactivité terrestre

Par G. A. BLANC

Institut de Physique de l'Université de Rome.

Dans une note publiée en février 1908 (*Rendic. Accad. Lincei*, **17**, 1er sem., p. 101, 1908 et *Phys. Zeit.*, **9**, p. 294, 1908) et analysé ici même (*Le Radium*, **5**, p. 109, 1908), je communiquais les résultats d'une recherche faite dans le but de déterminer la quantité de thorium contenue dans l'unité de masse des matériaux constituant le sol de Rome. La méthode employée par moi alors consistait à comparer la quantité d'activité induite du type thorium présentée par un fil chargé d'électricité négative ayant séjourné sous une cloche recouvrant une certaine surface de sol avec celle présentée par ce même fil après avoir séjourné sous la cloche recouvrant une couche d'épaisseur suffisante de la terre constituant le sol à laquelle avait été entièrement mêlée une quantité déterminée d'hydrate de thorium à l'état d'équilibre radioactif. J'obtins comme résultat que le sol de Rome devait contenir environ $1,45 \times 10^{-12}$ gr. de thorium par gramme. Il est évident que ce chiffre doit être considéré comme un minimum, étant donné que ces expériences ont été faites en se servant de l'hydrate de thorium, c'est-à-dire du sel de thorium qui possède au plus haut degré la propriété de mettre en liberté l'émanation produite, tandis que nous ignorons l'état de combinaison réel du thorium contenu dans le sol.

Dans cette même note j'annonçais avoir entrepris une recherche ayant pour but de déterminer, en me servant d'une méthode plus précise, la proportion du thorium contenue dans un certain nombre de roches de nature et de provenance différentes.

La méthode suivie par moi dans ces recherches que j'ai décrite en détail dans une note parue au mois de mars dernier (*Rendic. Accad. Lincei*, **18**, 1er sem., p. 241, 1909), consistait à dissoudre, après fusion avec un mélange de carbonates alcalins, environ 200 grammes de chaque roche, et de récolter la masse des hydrates insolubles, après avoir séparé, par la précipitation des sulfates insolubles, la totalité du radium. Les hydrates ainsi obtenues présentaient, aussitôt préparés, une activité sensible à l'électroscope ; cette activité allait en augmentant pendant deux ou trois semaines, après quoi elle se maintenait constante. Cette activité ne pouvait pas être due au radium, étant donné que les solutions ne donnaient plus de trace appréciable d'émanation de radium après la séparation des sulfates insolubles, l'essai en ayant été fait selon la méthode employée par Strutt dans ses recherches sur la quantité de radium contenue dans les roches.

Il restait à voir si une partie au moins de l'activité ne pouvait être due à l'actinium ou à l'uranium. Quoique la présence de traces d'actinium ne puisse être exclue, pour le moment, d'une façon absolue, il est certain cependant que les effets observés par moi sont dus sinon en totalité, du moins presque exclusivement au thorium. En effet, en me servant d'un électroscope d'une extrême sensibilité, construit pour l'étude des radiations émises par les métaux usuels, j'ai pu mettre en évidence d'une façon nette l'activité induite produite par ces hydrates et voir que la constante de désactivation était sensiblement celle de l'activité induite du thorium : en outre j'ai pu constater, par des expériences comparatives, que les intensités d'activité induite ainsi obtenues correspondent sensiblement aux quantités de thorium qui, d'après mes expériences, devaient être contenues dans ces divers précipités d'hydrates. L'activité des hydrates

ayant donc été mesurée à l'électroscope, on ajoutait à ceux-ci une quantité déterminée d'hydrate de thorium à l'état d'équilibre radioactif, après quoi on faisait une nouvelle détermination de l'activité. On pouvait ainsi calculer la quantité de thorium originairement contenue dans l'unité de masse des hydrates et par conséquent celle contenue dans l'unité de masse de la roche.

Les résultats obtenus, auxquels on a ajouté celui correspondant au sol de Rome antérieurement obtenu par la méthode de l'activité induite, sont les suivants :

Terre végétale (Rome) . .	$1,45 \times 10^{-5}$ gr. par gr.
Syénite (La Balma-Biella).	$8,28 \times 10^{-5}$ »
Syénite (Bagni-Biella). . .	$6,30 \times 10^{-5}$ »
Granit (Baveno-Lac-Majeur)	$5,14 \times 10^{-5}$ »
Granit (Vosges).	$2,07 \times 10^{-5}$ »

Enfin dans une dernière note (*Rendic. Acad. Lincei*, 18, 1er sem., p. 289, 1909), et bien que le petit nombre d'échantillons de roches examinés par moi ne puisse permettre de tirer des conclusions définitives, j'ai calculé la quantité moyenne de chaleur engendrée par l'ensemble des produits de la famille du thorium contenus dans les roches étudiées par moi, le résultat étant que cette quantité de chaleur est environ double de celle moyenne engendrée par les produits de la famille uranium-radium dans les roches ignées examinées par Strutt. En outre il est facile d'établir que l'intensité moyenne de la radiation γ émise par les produits de la famille du thorium contenus dans les roches étudiées par moi est environ six fois plus grande que l'intensité moyenne de la radiation γ émise par les produits de la famille uranium-radium contenus dans les roches étudiées par Strutt.

J'étends en ce moment ces recherches à un plus grand nombre de roches; les résultats obtenus jusqu'ici, et qui sont corroborés d'ailleurs par ceux récemment publiés par M. Joly (*Phil. Mag.*, juin 1909), nous permettent de conclure que le thorium a une importance très considérable au point de vue de la radioactivité terrestre.

(Reçu le 17 octobre 1909.)

Le dégagement de chaleur des corps radioactifs[1]

Par M. William DUANE

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie)

Méthode de mesure.

Dès la découverte de la radioactivité, la question de la transformation d'énergie a été discutée comme une des plus importantes. On sait que P. Curie et Laborde ont découvert le dégagement de chaleur par le radium et, depuis cette découverte capitale, Rutherford et Barnes ont trouvé que les premiers produits de transformations du radium dégagent également de la chaleur.

J'ai cherché si les autres substances radioactives dégagent de la chaleur, et j'ai utilisé dans ce but une nouvelle méthode d'une grande sensibilité. Avec l'appareil décrit ci-dessous, on peut mettre en évidence avec certitude la production de 1/1000 de gramme-calorie à l'heure, et l'expérience ne dure que quelques minutes.

La méthode est basée sur l'augmentation rapide de la tension de vapeur d'un liquide très volatil, quand la température s'élève. A et A′ sur la figure représentent deux récipients de verre réunis par le tube capillaire B. La moitié du volume des récipients est remplie du liquide volatil (dans ce cas, de l'éther sulfurique). Presque tout l'air a été retiré des récipients en faisant le vide à l'aide d'une trompe à eau, et le tube C a été scellé à la flamme. Avec un peu d'habitude, on peut placer une petite bulle d'air d'une longueur déterminée dans le tube B, et l'on observe le déplacement de cette bulle, soit avec une lunette, soit avec une lentille et une échelle. J'ai employé la dernière méthode; le déplacement de l'image sur l'échelle était à peu près huit fois celui de la bulle.

Si l'on introduit dans le tube D une substance S qui dégage de la chaleur, il est évident que la tension de vapeur dans A augmentera et le liquide poussera la petite bulle vers le récipient A′. Le déplacement de la bulle dû à une petite quantité de chaleur est énorme, et cette sensibilité extrême est due à trois causes :

1° La tension de vapeur d'une substance comme l'éther augmente rapidement avec la température;

2° S'il y a très peu d'air à l'intérieur des récipients le déplacement du liquide ne change pas les tensions dans A et A′, et l'augmentation de tension en A n'est équilibrée que par la différence de niveau du liquide dans les récipients;

3° Le déplacement de la bulle d'air dans le tube

1. Travail présenté à l'Académie des Sciences de Paris, le 1er et le 21 Juin 1909.

capillaire est beaucoup plus grand que le changement de niveau du liquide dans les récipients.

En outre, le déplacement de l'image de la bulle est amplifié par la lentille (ou la lunette).

Évidemment, il est nécessaire de bien protéger un instrument d'une telle sensibilité contre des courants de chaleur venant de l'extérieur. J'ai essayé plusieurs méthodes, et j'ai choisi celle qui suit comme étant la plus efficace :

Les deux récipients sont placés dans un bloc E de plomb (pesant 25kg). Entre les récipients et le plomb se trouvent, en bas, de la paraffine et, en haut, de la ouate. Deux tiges F (normales au plan de la figure) supportent le plomb à l'intérieur d'une boîte en laiton G. Les tiges F servent d'axes par lesquels on peut changer l'inclinaison du plomb, et ainsi déplacer la petite bulle d'air. La boîte G est complètement enveloppée de ouate, qui se trouve dans une deuxième boîte en zinc (non représentée sur la figure), et le tout est placé dans un thermostat à chauffage électrique, qui a été déjà décrit [1].

En introduisant la source de chaleur dans le tube D, on peut employer plusieurs méthodes pour mesurer le dégagement de chaleur. On peut observer le déplacement maximum de la bulle quand l'appareil est en équilibre thermique, ou mesurer la vitesse de déplacement de la bulle, etc. J'emploie le plus souvent une méthode de compensation en absorbant la chaleur en même temps qu'elle est dégagée. Peltier a découvert qu'un courant électrique, en passant d'un métal à un autre, dégage ou absorbe de la chaleur suivant le sens du courant. Le tube D renferme un couple P de fer-nickel, et je cherche l'intensité du courant électrique qui absorbe la chaleur produite à chaque instant. L'étalonnage du couple, au moyen d'un deuxième courant électrique passant dans un deuxième circuit introduit dans le tube D, a montré : 1° que l'absorption de chaleur par seconde est proportionnelle au courant, si l'intensité du courant ne dépasse pas 0,06 ampère ; 2° que 8,2 grammes-calories sont absorbés par heure et par ampère.

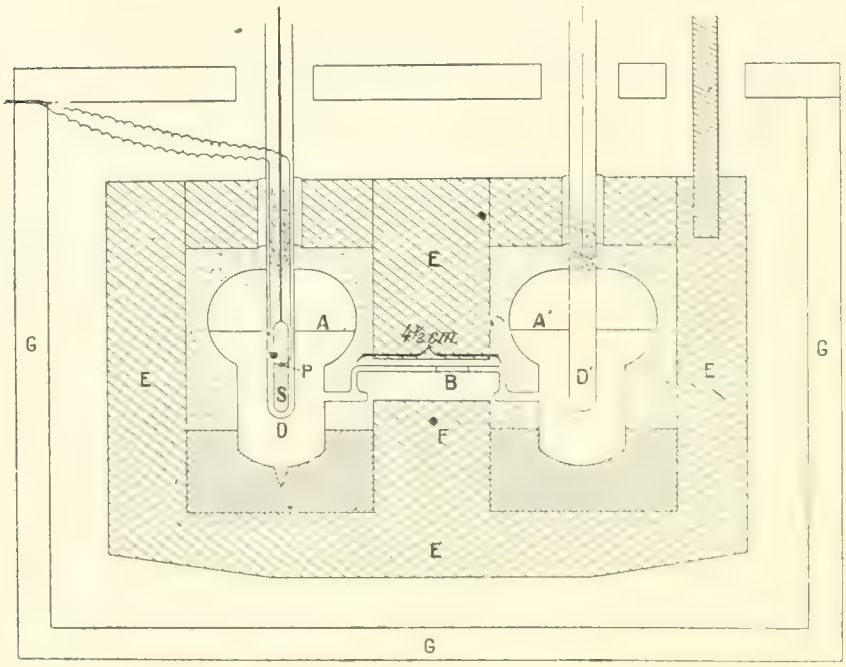


Fig. 1.

J'ai imaginé cette méthode de mesure pour étudier les dégagements de chaleur des corps radioactifs, mais elle peut servir pour mesurer la chaleur dégagée dans d'autres phénomènes physiques, chimiques ou biologiques.

Chaleur du radium.

Pour essayer l'appareil, j'ai mesuré la chaleur dégagée par un sel contenant 0mg,80 de chlorure de radium, et j'ai trouvé un dégagement de 0cal,075 à l'heure. Ce nombre donne pour la chaleur dégagée, par gramme de radium, à l'heure 120cal, valeur qui n'est pas éloignée de celles récemment trouvées (110cal, 117cal et 118cal).

Chaleur du radiothorium.

J'ai étudié le dégagement de chaleur par le radiothorium, phénomène qui n'a pas encore été mis en évidence. Mme Curie m'a obligeamment prêté un sel contenant une quantité assez grande de radiothorium. Quand ce sel était introduit dans le tube D un courant de 0,0051 ampère était nécessaire pour compenser le dégagement de chaleur ; ceci correspond à une production de 0cal,025 par heure. Le sel de radiothorium avait une activité à peu près 8100 fois celle de l'uranium, et si nous supposons que l'uranium est 5000000 de fois plus actif que le radium à l'état d'équilibre, nous trouvons comme poids de radium donnant le même courant d'ionisation que le radiothorium, 0mg,524, quantité qui donnerait une production de 0cal,059 par heure. Il en résulte que le radiothorium dégage une quantité de chaleur qui est du même ordre de grandeur que celle dégagée par le radium.

1. Duane et Laby, *Amer. Journ. of Sc.*, 4. 9 (1900), 179.

Chaleur du polonium.

J'ai employé la méthode précédente pour mesurer le dégagement de chaleur d'un sel contenant du polonium exempt de radium. La courbe de la figure 2 représente le déplacement de l'image de la bulle formée sur une échelle par une lentille. L'appareil est bien protégé contre les variations de température extérieure,

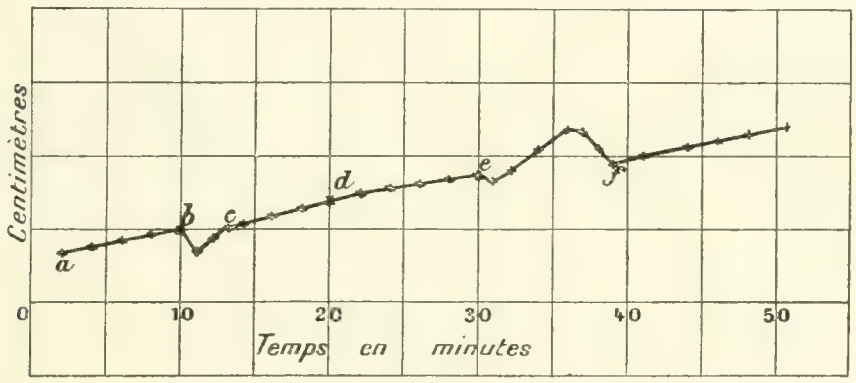


Fig. 2

mais cependant il est si sensible que la petite bulle ne reste pas à la même place. Toutefois, si l'appareil est resté tranquille plusieurs heures, afin que la température puisse s'équilibrer, le déplacement de la bulle est lent et régulier. La ligne droite *ab* représente ce mouvement propre de la bulle.

Le sel de polonium (pesant $0^{gr},2$) est descendu en S dans le tube D au moment représenté par *b*. Il se produit immédiatement un déplacement de la bulle dû au frottement et à une petite différence de température entre le sel et le récipient A. Le sel était resté longtemps dans le tube D au-dessus du récipient, mais néanmoins il était un peu plus froid que ce récipient. Bientôt la chaleur dégagée par le sel ramène la bulle à sa place et, au moment représenté par *c*, le circuit est fermé et un courant de 0,00133 ampère traverse le couple P. Ce courant n'est pas suffisant pour absorber toute la chaleur produite par le polonium, et à l'instant *d* il est augmenté jusqu'à 0,00143 ampère. On voit que cette intensité du courant compense le dégagement de chaleur, puisque pendant le temps qui s'écoule de *d* à *e* le courant reste constant et la bulle se déplace avec à peu près la même vitesse qu'auparavant. Au moment *e*, le polonium est retiré et le courant arrêté. Immédiatement après l'enlèvement du sel, un petit déplacement de la bulle se produit, mais ce déplacement est annulé en absorbant de la chaleur par un courant électrique, et à partir de *f* l'intensité du courant est nulle, et la bulle se déplace avec la même vitesse qu'au commencement : ce qui indique que le mouvement propre de la bulle est resté constant pendant l'expérience.

L'étalonnage du couple a montré que 8,2 grammes-calories de chaleur sont absorbés par heure et par ampère. Il en résulte que le sel de polonium dégage $0^{cal},0117$ par heure.

Il est très important de savoir si la chaleur dégagée par un corps radioactif est équivalente à l'énergie des rayons du corps. On peut obtenir des renseignements importants sur cette question en comparant la chaleur dégagée par le polonium avec celle dégagée par le radium privé de l'émanation et de l'activité induite. Le polonium et le radium ne donnent que des rayons α, et les parcours des rayons sont à peu près égaux ($58^{mm},6$ et 55^{mm}). On ne connaît pas le poids de polonium dans le sel que j'ai employé, mais on peut comparer l'ionisation produite par ce sel avec l'ionisation produite par une quantité déterminée de radium dans les mêmes conditions, et l'on peut chercher si le dégagement de chaleur est proportionnel à l'ionisation dans les deux cas.

J'ai fait ces mesures d'ionisation avant de préparer le polonium pour les mesures de chaleur.

Pour avoir une bonne comparaison, il faut que le sel soit en couche mince, afin que les rayons α ne soient pas absorbés par le sel lui-même. Il est nécessaire aussi que les courants d'ionisation soient facilement saturés. Pour remplir ces conditions, on est obligé de mesurer des courants dus à une faible activité, et j'ai choisi la méthode qui suit :

Le sel de polonium est dissous dans l'acide chlorhydrique, et de l'eau est ajoutée. La dissolution pèse alors $65^{gr},19$. Quelques gouttes (pesant $0^{gr},0558$) de cette dissolution sont placées sur une lame de platine et évaporées à sec. Le sel couvre, en couche mince, à peu près 5 centimètres carrés de la lame. Pour mesurer l'ionisation, la lame est placée dans un récipient assez large pour que tous les rayons α soient absorbés dans l'air et produisent leur ionisation maximum.

Le courant de saturation dans ce récipient, mesuré au moyen d'un quartz piézo-électrique, est $6,94 \times 10^{-11}$ ampère. En multipliant ce courant par le rapport entre le poids $65^{gr},19$ de la dissolution et le poids $0^{gr},0558$ des gouttes placées sur la lame, on obtient le courant d'ionisation dû à tout le polonium dans la dissolution. Ce courant est $1,34 \times 10^{-7}$ ampère.

Une deuxième lame de platine sur laquelle est déposé $0^{gr},0665$ de la solution donne la même valeur

pour le courant d'ionisation de tout le polonium. Une troisième lame avec un poids de sel quatre fois plus grand donne une valeur un peu moindre que les autres; mais dans ce cas une quantité appréciable des rayons α est absorbée dans le sel lui-même.

Après ces expériences, la grande solution est évaporée à sec, le sel de polonium est recueilli et placé dans une petite ampoule pour les expériences de chaleur.

Pour déterminer si de l'activité reste dans la capsule ou sur les instruments employés pour enlever le sel, je les lave bien à l'acide chlorhydrique et je répète les expériences avec une nouvelle lame de platine, etc. Cette expérience indique que 5 pour 100 de l'activité sont restés dans la capsule. Il en résulte que, si tout le polonium employé pour les expériences de chaleur était en couche mince, il produirait un courant d'ionisation de $1,50 \times 10^{-7}$ ampère.

Rutherford[1] a trouvé que $0^{mgr},484$ de bromure de radium, privé de l'émanation et de l'activité induite, et déposé en couche mince sur une lame de platine, donne un courant d'ionisation de $8,4 \times 10^{-8}$ ampère. Il suit de là que le polonium que j'ai employé pour la chaleur produit la même ionisation que $0^{mgr},749$ de bromure de radium. Cette quantité de radium dégage $0^{cal},011$ par heure, valeur qui est très voisine de celle ($0^{cal},0117$) que j'ai trouvée pour le polonium. Il en résulte que le polonium et le radium en quantités qui donnent les mêmes courants d'ionisation dégagent à peu près les mêmes quantités de chaleur.

Ce fait est favorable à l'hypothèse que la chaleur dégagée par ces corps est due à l'énergie cinétique des rayons α.

Juin 1909.

EXTRAITS

Les conceptions modernes sur la nature de l'état métallique[2]

Par E. RIECKE

Laboratoire de Physique de l'Université de Gottingen.

Dans la théorie électronique des métaux, on suppose qu'à l'intérieur de ceux-ci se trouvent des électrons disposés d'une certaine façon et en agitation continuelle.

Ces électrons ont une certaine masse constante qu'on peut déterminer par la charge qui est de $4,69.10^{-10}$ U.E.S., par le rapport entre la charge et masse qui est de 530.10^{6} exprimé dans les mêmes unités; la masse d'un tel électron est alors de 885.10^{-30} grammes.

Drude, se basant sur les idées de l'auteur, suppose que l'énergie d'un électron est égale à celle d'une molécule de gaz ayant la même température que celui-ci. Soit alors g la masse et g la vitesse d'un électron; soit, d'autre part, h la masse d'une molécule d'hydrogène, R_h la constante du gaz du même élément, on a la relation :

$$\frac{1}{2}gg^2 = \frac{3}{2}hR_hT$$

si l'on pose $\frac{3}{2}hR_h = \alpha$,

on a $\alpha = \frac{3}{2} \cdot \frac{85.10^{6}}{6,175.10^{23}} = 2,019.10^{-16}$

et alors $\frac{1}{2}gg^2 = \alpha T = 2,019.10^{-16}T.$

On peut alors conclure de cette formule que la vitesse d'un électron à la température de 0°C. est égale à $1,259.10^{6}$ cm sec. Pour arriver à ce qu'un électron en repos atteigne une vitesse pareille, il serait nécessaire de 0,045 volt. La vitesse d'un électron d'origine photo-électrique est alors plus élevée; elle est de 5.10^{7} à 8.10^{7} cm/sec. Cette vitesse correspond à une différence de potentiel 0,7 — 1,8 volt.

Pour déterminer le rapport entre les électrons fixes et les électrons libres, on peut raisonner de la manière suivante : soit U le nombre total d'électrons dont N sont libres, par centimètre cube de métal. Supposons que pour amener un atome gramme d'électron (quantité d'électrons dont la masse totale est égale au poids atomique des électrons) de l'état fixe

1 *Radioactivity*, 1905, p. 454.

2 Mémoire présenté à la Deutsche Bunsen Gesellschaft.

à l'état libre, il soit nécessaire de fournir une quantité de chaleur Q. *Par analogie* on peut écrire :

$$\log \frac{I}{N} = \frac{Q}{RT}; \qquad N = I e^{-\frac{Q}{RT}}$$

La constante R = 85000000 et T représente la température absolue. Pour I = 0 la densité des électrons libres devient égale à 0, et pour I = ∞ elle atteint la valeur maximum I.

Pour l'explication de la conductibilité métallique, l'auteur a développé une théorie électronique en 1898. On peut la résumer ainsi : soit γ la conductibilité exprimée en unités électromagnétiques d'un hexaèdre dont l'arête a un centimètre de longueur. N est la densité des électrons libres, L leur parcours, g leur vitesse moléculaire, c la vitesse de la lumière, ε la quantité élémentaire d'électricité et αT l'énergie du mouvement moléculaire; on a

$$\gamma = \frac{1}{3}\frac{\varepsilon^2}{c^2}\frac{NL\gamma}{\alpha T}$$

et

$$NL = 3\frac{c^2}{\varepsilon^2}\frac{\alpha T}{g}\gamma = 3{,}252 . 10^{18} g\sqrt{T}$$

La longueur du parcours L est alors inversement proportionnelle à la racine carrée de la température absolue; L est déterminé par la distance moyenne des atomes a et par le demi-diamètre de l'atome ρ

$$L = \frac{a}{\pi\rho^2}.$$

Supposons que les atomes soient sphériques et soient en contact direct lorsque la température s'élève jusqu'à la fusion; soit S la température exprimée en degrés centigrades et T_s la température absolue exprimée en degrés; β le coefficient de dilatation linéaire, ρ_s le demi-diamètre de l'atome.

On a

$$\rho_s = \frac{1}{2}a_s = \frac{1}{2}a(1+\beta s)$$

et

$$\rho^2 = \rho_s^2\sqrt{\frac{F}{F_s}}$$

en employant cette formule pour L

$$L = \frac{4a}{\pi(1+\beta s)^2}\sqrt{\frac{F_s}{F}}.$$

La théorie électronique explique aussi la conductibilité calorifique pour les métaux. Soit k la conductibilité calorifique par centimètre carré et par seconde exprimée en petites calories, soit Ak la conductibilité calorifique en unités mécaniques et $c^2\gamma$ la conductibilité électrique en unités électrostatiques. Les valeurs de $\frac{Ak}{c^2\gamma}$ déterminées par la voie théorique et pratique sont en très bon accord.

On peut déduire aussi une formule générale

$$ak = \frac{1}{2}NLga\left(1+\frac{2}{3}\delta T\right)$$

où δ représente le coefficient de température des particules. Si l'on représente alors la conductibilité électrique par la formule

$$c^2\gamma = \frac{1}{3}\frac{\varepsilon^2}{\alpha T}NLg$$

pour le rapport $\frac{ak}{c^2\gamma}$ on aura

$$\frac{ak}{c^2\gamma} = \frac{3}{2}\frac{a^2}{\varepsilon^2}T\left(1+\frac{2}{3}\delta T\right)$$

et si l'on pose

$$\frac{3}{2}\frac{a^2}{\varepsilon^2} = A . 10^{-10}$$

on aura

$$\frac{1}{T}\frac{ak}{c^2\gamma} . 10^{10} = A\left(1+\frac{2}{3}\delta T\right).$$

Certaines autres considérations permettent d'appliquer la théorie électronique à l'explication de la thermo-électricité; elle explique aussi la chaleur atomique. D'après cette théorie, la chaleur communiquée au métal se divise en deux parties dont l'une augmente l'énergie des atomes métalliques et l'autre l'énergie des électrons. Nous considérons que l'état de ces électrons est complètement déterminé par trois coordonnées qui ont une certaine relation avec le métal. Supposant que l'énergie d'un atome métallique soit $1{,}5 m\alpha T$, on peut calculer la quantité de chaleur relative à un atome-gramme; soit alors N le nombre réel des atomes qui se trouvent par atome-gramme, p le nombre des électrons en relation avec un atome du métal et a l'équivalent mécanique de la chaleur; la quantité de chaleur relative à un atome-gramme est :

$$\frac{1}{a}N(m+3p)\frac{1}{2}\alpha T$$

d'où la chaleur atomique

$$W_v = \frac{1}{2}\frac{\alpha N}{a}(m+3p) = 0{,}989(m+3p).$$

D'autre part nous savons que la chaleur atomique est égale au produit de la chaleur spécifique c par le poids atomique a du métal; on a

$$m+3p = \frac{ca}{0{,}989}.$$

A l'aide de ce résultat on peut calculer le demi-diamètre d'un atome métallique supposé sphérique. Soit a la distance des atomes, le nombre des électrons par centimètre cube est :

$$N = \frac{p}{a^3}$$

et lorsque

$$M = 2 \cdot 10^{[illegible]}$$

on a

$$L = \frac{[illegible] \cdot 10^{[illegible]}}{p}.$$

D'autre part on peut déterminer la longueur du parcours L de la distance des atomes et du demi-diamètre

$$L = \frac{a^3}{\pi r^2};$$

de cette formule et de la précédente on tire :

$$r = \sqrt{\frac{p}{\pi}} \; 10^{-8} \text{ cm.}$$

Cette formule permet de démontrer que le demi-diamètre de l'atome est une fonction périodique du poids atomique.

Enfin les propriétés optiques des métaux sont également explicables par la théorie des électrons.

Soit λ_0 la longueur d'onde correspondante à une certaine espèce d'électrons, N_h le nombre de ces électrons contenus par centimètre cube du métal, soit λ la longueur d'onde de la lumière incidente. Faisons ensuite la somme de toutes les espèces d'électrons libres

$$\sum \frac{N}{[illegible]} \cdot \frac{[illegible]}{[illegible]} = q = 1.$$

On peut alors faire la somme des quantités correspondantes aux électrons libres. Si l'on pose : N = la densité des électrons libres et γ = la conductibilité électrique en unités électromagnétiques, on a

$$\gamma = 2 \pi \frac{[illegible]}{N}.$$

Après résolution on a

$$n^2 - \varkappa^2 - 1 = \frac{2}{1 - [illegible]} \; \varkappa\eta - q$$

et

$$n\varkappa = \frac{1}{1 - [illegible]} \; \varkappa\eta$$

où $\varkappa$ = le coefficient d'extinction et n = indice de réfraction.

Cette théorie optique des métaux est celle de *Drude* et, d'après l'auteur, elle ne satisfait pas aux résultats des expériences[1].

1. A la suite de la communication de M. E. Riecke, M. Seitsek Aachen fait part du principe d'une nouvelle méthode de détermination du nombre des électrons par rapport aux atomes contenus par un certain volume de matière. Ce principe est déduit du rapport des conductibilités électrique et calorifique des solutions solides métalliques $\frac{\varkappa}{k}$. Dans le cas de métaux purs on a la relation simple

$$\frac{\varkappa}{k} = f \left(\frac{\lambda}{\varkappa} \right)^2 + 1$$

le coefficient f a des valeurs variables.

D'après les expériences établies par M. Schenck, dans le cas des métaux, on ne peut pas employer la formule précédente ; il faut la modifier ainsi

$$\frac{\varkappa}{k} = f \left(\frac{\lambda_0 n}{\varkappa} \right)^2 + 1$$

où

$$n = \frac{\text{électrons} + \text{molécules chargées}}{\text{électrons}}$$

et

$$\varkappa = \left(\frac{\varkappa}{k} \right)_{\text{métal}} \left(\frac{\lambda}{k} \right)_{\text{métal pur}}.$$

M. Seitsek Berlin exprime l'opinion que pour admettre seulement l'existence des électrons négatifs, il y a peu de raisons, on peut plutôt dire que dans la théorie — telle qu'elle est impliquée — il est plus commode de considérer seulement les électrons négatifs.

M. Seitsek Aachen a une opinion contraire. D'après lui l'existence des électrons négatifs a déjà été mise en évidence directement par des expériences, ce qui n'est pas le cas pour les électrons positifs. Il ne croit pas à l'existence des électrons positifs libres correspondant entièrement aux électrons négatifs libres.

(Berlin, 15 août 1909.)

Extrait de l'allemand par E. Szczaw.

ANALYSES

Radioactivité

Contribution à l'étude de la radioactivité des substances communes. — R. Levin et R. Ruer (*Physik. Zeitschr.*, 10, 1909, 576-579). — Outre les éléments radioactifs proprement dits, on n'a signalé jusqu'ici, [illegible] le potassium et le [illegible] ont été établi par des méthodes [illegible] à reprendre les recherches [illegible] la méthode photographique. Celle-ci a l'avantage de présenter une sensibilité presque illimitée, il suffit [illegible] quantité, bien entendu, de toute action parasite de la lumière. Son inconvénient principal est qu'elle décèle seulement le rayonnement β.

Les substances à étudier étaient placées directement sur la plaque photographique recouverte de papier noir. Le temps de pose atteignait six mois. Des expériences de contrôle montrèrent que les écrans métalliques où étaient disposées les substances, étaient rigoureusement inactifs. Les auteurs estiment la sensibilité de la méthode en disant qu'elle atteint le 1/1 000 000e de l'uranium.

Résultats. — Le potassium et surtout le rubidium, leurs sels et leurs composés, sont tous actifs, quelle qu'en soit l'origine. Sur ce point la méthode photographique confirme

entièrement la méthode d'ionisation. Tous les autres éléments sont inactifs (quelques métaux rares n'ont pu être essayés), les traces d'activité qu'ils peuvent présenter tenant toujours à une faible teneur en radium, en thorium ou en potassium. Léon Bloch.

Sur la liquéfaction et la solidification de l'émanation du radium. — **W. Ramsay** et **R. W. Gray** (*Proc. Chem. Society*, **24** (1909), 82. — Les auteurs ont liquéfié et pensent avoir pu solidifier l'émanation du radium. Ils ont étudié la variation de la tension de vapeur en fonction de la température; les résultats sont les suivants :

Températures	Tensions
— 74°,5	100
— 66°,1	200
— 55°,5	500
— 48°,5	760
— 45°,1	1000
— 31°	2000
— 12°,8	5000
— 1°,5	10000

Il résulte de ces expériences que l'émanation bout à 45°,5 sous la pression atmosphérique.

Calcul du poids atomique du radium d'après les données spectroscopiques. — **Marshall Watts** (*Phil. Mag.*, **18** (1909), 411-415). — La précision dans la détermination directe des poids atomiques n'atteint pas le 1/3000e. Au contraire, la détermination des raies spectrales se fait facilement au 1/100000. Il serait donc intéressant de posséder une relation exacte entre le poids atomique et les raies caractéristiques d'éléments correspondants pour déterminer le poids atomique des métaux rares. Malheureusement les relations linéaires utilisées par Runge et Precht ne sont pas rigoureusement exactes. Elles ont conduit les auteurs à la valeur 257,8 pour le poids atomique du radium, mais ce nombre est certainement trop fort car le même mode de calcul conduirait pour le mercure à 222 au lieu de 200. M. Watts montre que la loi linéaire utilisée par MM. Runge et Precht n'est qu'une loi moyenne et qu'en associant deux à deux les différents métaux alcalino terreux on arrive à six lois linéaires distinctes conduisant, pour le poids atomique du radium, à des nombres variant entre 226,85 et 265,81. L'auteur indique une formule d'interprétation empirique qui donne pour les cinq métaux Mg, Ca, Sr, Ba et Ra les valeurs exactes des poids atomiques, savoir : 24,32 — 40,08 — 87,62 — 137,41 et 226,56. Léon Bloch.

Quelques constantes numériques de l'émanation du radium. Comparaison avec les gaz nobles. **G. Rudorf** (*Zeitsch. f. Elektrochemie*, **15** (1909), 748-749). — Les déterminations de Ramsay et Gray permettent de calculer le coefficient f de l'équation empirique de Van der Waals.

$$\log p_k - \log p = f\left(\frac{T_k}{T} - 1\right)$$

On trouve pour l'émanation la valeur moyenne $f = 2,25$, en bon accord avec les valeurs correspondantes de f pour l'argon, le krypton et le xénon, savoir : 2,25 — 2,39 — 2,58. Les mesures de Ramsay et Gray semblent indiquer une diminution de f quand la température s'élève jusqu'à la température critique T_k, mais le résultat difficile à interpréter demanderait à être établi d'une manière certaine. En partant des constantes critiques on peut déterminer les coefficients a et b de la formule classique de Van der Waals. On trouve pour ces deux coefficients et pour la valeur du diamètre moléculaire σ des nombres dont l'ordre de grandeur montre bien l'efficacité qui relie l'émanation aux gaz nobles.

Gaz	a	b	$\sigma \cdot 10^8$
A.	0,001347	0,00259	2,86
Kr	0,001774	0,00462	3,14
X. . . .	0,002504	0,00820	3,42
Ra Em . . .	0,002765	0,01290	3,64

On peut également calculer la chaleur latente de fusion moléculaire à l'aide de la règle de Trouton modifiée par Nernst ou à l'aide de la courbe des tensions de vapeur. Les deux méthodes donnent des résultats du même ordre — 4587 et 5960 — et montrent aussi l'affinité de l'émanation avec les gaz nobles. Léon Bloch.

Rayons γ primaires et secondaires. — **A. S. Eve** (*Phil. Mag.*, **18** (1909), 279-291). — Malgré les nombreux travaux de Mac Clelland, Kleeman, Bragg et Madsen, etc., la question du rayonnement secondaire des différents métaux sous l'action des rayons γ plus ou moins pénétrants est encore extrêmement confuse aujourd'hui. C'est ainsi que, malgré les recherches de Bragg, il reste encore une grande obscurité dans la question du « retournement des écrans doubles ». Lorsque deux parois opposées d'un électroscope sont munies de lames doubles, plomb-aluminium, par exemple, on constate des différences parfois très importantes dans l'ionisation à l'intérieur de l'électroscope, selon qu'on renverse l'ordre des métaux, soit pour la lame d'entrée, soit pour la lame de sortie. M. Eve a refait avec beaucoup de minutie un certain nombre d'expériences de cet ordre. Les résultats qu'il observe viennent généralement à l'appui des observations de Bragg et Madsen, et il estime qu'on peut les expliquer au moins en gros, en tenant compte des faits suivants, établis expérimentalement dans le présent mémoire.

1° Lorsque des rayons γ rencontrent un métal, ils suscitent un rayonnement secondaire, aussi bien à la face de sortie qu'à la face d'entrée (rayonnement *incident* et rayonnement *émergent*). En ce qui concerne le rayonnement *incident*, les différents éléments paraissent suivre une loi périodique en rapport avec leur poids atomique. L'ordre dans lequel ils se rangent est indépendant du degré de *dureté* des rayons;

2° Au contraire, en ce qui concerne le rayonnement *émergent*, il ne paraît pas y avoir de relation simple avec le poids atomique. Les effets dépendent, à un haut degré, de la dureté des rayons employés :

3° Avec des écrans de plomb, il est facile de supprimer les rayons facilement absorbables, de façon à rendre le rayonnement d'ensemble plus dur. Il est impossible d'arriver à ce résultat avec des écrans de fer même très épais;

4° Quand la dureté des rayons augmente, le rayonnement émergent du charbon et de l'aluminium augmente relativement à celui des éléments lourds; il diminue quand la dureté diminue;

5° On a étudié le rayonnement secondaire à l'émergence produit par les rayons γ secondaires issus des rayons γ primaires du radium C. On a déterminé les coefficients d'absorption des métaux pour le rayonnement. Tout indique que ce rayonnement est mou :

6° On a fait la même étude avec les rayons γ de l'uranium X. Les faits indiquent que les rayons possèdent une dureté intermédiaire entre celle des rayons γ primaires et secondaires du radium C;

7° En faisant varier la dureté du rayonnement γ excitateur, on a pu saisir toutes les transitions entre le type des rayons mous et celui des rayons durs. Léon Brou.

Électronique

Théories de la matière et de la masse. — Louis T. More (*Phil. Mag.*, **18** (1909), 17-26). — Étude critique et d'allure philosophique des théories électroniques de la matière.

L'auteur semble être partisan des idées énergétiques. Malheureusement il a pris pour type de théorie électronique celle qu'a publiée récemment M. Lewis[1] et qui aurait sur les autres l'avantage de ne pas être encombrée « des complexités qui en obscurcissent d'ordinaire le fond réel ». (?)

Les objections de M. More n'ont naturellement aucune portée contre les théories de Lorentz ou d'Einstein.

M. Lewis lui-même pourrait s'en tirer avec quelque subtilité, quoique la forme sous laquelle il présente les idées électroniques soit assez peu acceptable.

Quant au reproche banal de mêler la physique et la métaphysique, il a été fait à presque toutes les théories et n'a heureusement jamais entravé le développement de la science. E. Bauer.

Sur les rayons Röntgen et la constitution atomistique du rayonnement. — J. Stark (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909), 596-586). — Développement assez abondant sur les analogies qui existent entre les rayons Röntgen et les ondes électromagnétiques. Adaptation de la théorie de Planck sur les « atomes élémentaires d'énergie » aux vues et aux hypothèses de l'auteur. L. B.

Radiations

Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges. H. F. Paschen (*Ann. de Phys.*, **29** (1909), 625-665). — Nous avons déjà rendu compte ici du premier mémoire de Paschen[2], dans lequel il a décrit son spectrobolomètre à grande dispersion à réseau de Rowland, pile thermoélectrique et ses premières recherches sur les spectres de raies infra-rouges.

Dans son deuxième mémoire, il étudie les spectres rouges et infra-rouges du thallium, de l'aluminium, du zinc, du cadmium, du magnésium et du calcium, qui n'ont, avant lui, été l'objet que de quelques observations isolées de H. Becquerel, et qui, cependant, offraient un grand intérêt au point de vue des séries de ces éléments. En particulier, les séries principales des alcalino-terreux étaient restées inconnues et devaient, d'après Ritz, se trouver dans le rouge et l'infra-rouge. Au point de vue expérimental, il emploie sa méthode spectrobolométrique, soit en traçant les courbes d'énergie en fonction de la longueur d'onde, soit, lorsque la source est trop inconstante, en déterminant simplement la position de la raie; la précision de sa première méthode est de quelques dixièmes d'unités Angstrom, celle de la deuxième de 1 à 2 Angstrom. Ses mesures vont de 7500 à 29000 Angstrom. Il complète ses recherches par l'étude des régions rouges, jaunes et vertes des spectres comprises entre 7700 et 4200 Angstrom. A cet effet, il se sert d'un spectrographe à réseau de Rowland concave de 5 mètres de rayon, ou de spectrographes à prismes pour les raies peu intenses et diffuses. Les plaques utilisées pour le rouge sont des plaques Wratten et Wainright.

Les sources de lumière sont :

1° L'arc électrique : le charbon inférieur est creusé, et le trou est rempli de métal. Si on se sert de sel au lieu de métal, l'arc est très peu constant. C'est pour cette raison que le calcium seul a pu être étudié parmi les alcalino-terreux.

2° Les lampes à vide en quartz avec électrodes métalliques entre lesquelles jaillit l'arc électrique (Tl, Zn, Cd).

3° Les tubes de Geissler à courant alternatif, dans l'étranglement capillaire desquels on a mis quelques grains d'un sel du métal étudié (Méthode de Goldstein[1]).

Résultats. — Paschen découvre les séries principales des éléments étudiés. Les raies rouges et infra-rouges du thallium, du zinc, du magnésium et du cadmium sont très diffuses. Les raies d'une même série, par exemple, les doublets de la série principale du Tl, les triplets de la série principale du Zn, du Mg, du Cd présentent toutes le même aspect, ce qui permet d'en faire immédiatement le classement d'après leur aspect.

« Tandis qu'il était facile de distinguer dans le spectre, par leur aspect seul, les termes d'une série principale, il a été très difficile d'apporter les preuves numériques habituelles de leur groupement en une série. Car les nouvelles séries principales n'obéissent toutes que très grossièrement aux lois connues des séries découvertes jusqu'à présent. Même, la modification proposée par Ritz, de la formule de Rydberg, ne s'applique pas aux termes inférieurs des nouvelles séries. Le désaccord n'est pas aussi grand que dans la « série isolée du magnésium », découverte par Rydberg et qui n'obéit pas à la formule de Ritz, mais est de même sens. Quoique les séries ne se laissent qu'imparfaitement représenter par des expressions mathématiques de quelque forme que ce soit, on ne peut pas douter qu'elles ne s'ordonnent comme je l'ai montré, et que les raies que j'ai indiquées ne constituent les termes de la série principale des éléments correspondants. En effet, en comparant leurs termes supérieurs à des séries d'allure analogue déjà connues, on peut calculer assez exactement les limites des nouvelles séries et démontrer leur connexion avec les deuxièmes séries secondaires déjà connues depuis longtemps. Connaissant ces limites, on possède les termes auxquels s'applique le nouveau principe de combinaison de Ritz. Grâce à ce principe qui vaut probablement en toute rigueur, on peut enfin classer en séries toutes les raies les plus fortes qui sont très nombreuses dans le spectre du thallium. Réciproquement, on peut considérer ce succès de l'application du principe de combinaison comme une confirmation éclatante de la classification que nous avons donnée de la série principale. En tout, on peut considérer maintenant les spectres du thallium et de l'aluminium comme parmi les plus parfaitement connus des spectres de série. Dans les spectres du zinc et du cadmium se trouvent, outre la série principale et des raies qui, d'après le principe de combinaison, sont connexes des trois séries de triplets, des groupes nouveaux qui contiennent les raies les plus intenses de ces éléments. On a pu trouver quelques indications sur la structure de ces nouveaux groupes, en particulier pour le magnésium et le calcium. » E. Bauer.

1 Lewis, *Phil. Mag.*, **16** (1908), 705; analyse dans *Le Radium*, 1909.

2 Paschen, *Ann. d. Phys.*, analyse dans *Le Radium*, 1908.

1 Goldstein, *Ann. d. Phys.*, **27** (1908), 777; analyse dans *Le Radium*, 1909.

L'influence de la pression sur l'absorption des rayons infra-rouges par les gaz. — Eva von Bahr (*Ann. der Phys.*, **29** (1909), 780-796). — Travail fait sous la direction d'Angström.

En 1901, Angström trouva que l'absorption du rayonnement infra-rouge par une masse donnée de CO^2 comprise dans un cylindre de section donnée varie avec la pression : elle augmente de 19 pour 100 quand la pression passe de 1 à 4 atmosphères. La loi de Beer n'est donc pas satisfaite.

En 1905, Schaefer a montré que ce phénomène est dû à un élargissement des bandes d'absorption.

L'auteur étend ces recherches à : CO^2 — CO — CH^4 — C^2H^4 — C^2H^2 — CS^2 — H^2O — N^2O — NH^3 — Éther — Etherméthylique. Elle étudie l'influence de la pression et de la présence de gaz étrangers.

La source de rayonnement est le chauffeur d'une lampe Nernst ou une lampe Nernst. Un miroir concave en projette l'image sur la fente d'un spectrobolomètre. Les rayons traversent d'abord le gaz absorbant.

L'auteur a déterminé un grand nombre de courbes d'absorption.

1° Pour tous les gaz, sauf pour l'éther méthylique, l'absorption varie avec la pression.

2° En général cette variation est la même jusqu'à 1 atmosphère, que l'augmentation de pression soit due à une simple compression du gaz ou à l'introduction d'un gaz étranger.

3° L'augmentation de l'absorption avec la pression est très grande pour des pressions faibles (jusqu'à 100 ou 200 millimètres), puis diminue rapidement. L'absorption semble atteindre bientôt un maximum, pour rester ensuite constante. Ce maximum se trouve pour CS^2 vers 400-500 millimètres. Il n'est pas encore atteint à 5 atmosphères pour le méthane et l'oxyde de carbone.

4° Quand la pression tend vers 0 l'absorption d'une masse donnée de certains gaz comme CO et N^2O semble tendre vers zéro. Il n'en est pas de même pour d'autres gaz comme NH^3, CH^4.

5° La variation relative de l'absorption avec la pression est en général la même pour les différentes bandes d'absorption d'un même gaz.

6° En général la pression ne semble pas déplacer les bandes d'absorption.

Cependant dans certains cas l'augmentation de densité du gaz déforme les bandes. Ainsi la bande 4,5 μ du gaz carbonique s'étend vers les courtes longueurs d'onde quand la densité croît. Cet élargissement ne devient sensible qu'au delà d'une atmosphère. E. Bauer.

Phosphorescence de substances organiques à basse température. — J. Dzierzbicki et J. Kowalski (*Bull. Acad. Cracovie*, **5** (1909), 724-731). — Etude de la phosphorescence de nombreux liquides organiques sous l'action de l'arc au mercure et à la température de l'air liquide. En général c'est le dérivé para qui présente la phosphorescence la plus vive et la plus durable. L'introduction de groupements CH_3, NH_2, NO_2 augmente la phosphorescence. Léon Bloch.

Expériences pour rechercher quelques effets électro-optiques. — Harold A. Wilson (*Roy. Soc. Proc.*, **82** (1909), 224-226). L'auteur a effectué quelques expériences pour étudier l'action des champs électriques et magnétiques sur la matière qui se meut avec la vitesse de la lumière dans le verre. L'appareil employé est un interféromètre représenté par la figure. La lumière tombe sur la face FF, argentée sur une moitié. Les rayons qui suivent deux chemins en sens inverse sortent dans la direction B et interfèrent. On peut examiner les bandes d'interférence au moyen d'un microscope et on peut apprécier un déplacement de 1/50 de la distance entre deux bandes. L'auteur a étudié successivement : 1° l'action d'une force électromotrice alternative agissant autour du cadre formé par l'appareil en prenant comme source lumineuse soit les étincelles de la batterie de condensateurs fournissant la force électromotrice, soit les étincelles d'une bobine secondaire enroulée autour de la première ; 2° l'action d'un oscillateur de Hertz ; 3° l'action d'un champ magnétique dans le cadre ; 4° l'action d'un champ magnétique radial ; 5° l'action d'un champ électrique ; 6° l'action combinée des champs électriques et magnétiques.

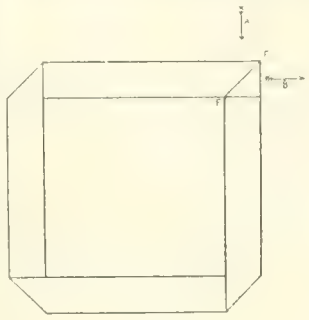


Fig. 1.

Toutes ces expériences n'ont donné aucun résultat positif. L. Dunoyer.

Sur la réflexion de la lumière à la surface de corps possédant le pouvoir rotatoire naturel. — K. Försterling (*Ann. der Phys.*, **29** (1909), 809-852. Travail du laboratoire de W. Voigt à Göttingen.

On sait que le phénomène de Kerr (rotation du plan de polarisation par réflexion sur un métal placé dans un champ magnétique) est connexe d'un grand pouvoir rotatoire magnétique chez les métaux magnétiques. L'analogie de la rotation naturelle et de la rotation magnétique permet de prévoir que la réflexion de lumière polarisée sur un corps naturellement actif fera tourner le plan de polarisation. Ce phénomène n'a pas pu être mis en évidence par Voigt, Drude, etc.

L'auteur développe la théorie de la réflexion par les corps naturellement actifs, en prenant comme base la théorie de Voigt. Il démontre que l'effet prévu doit être insensible dans le cas général, mais qu'il devient notable au voisinage de la réflexion totale, quand une des deux ondes qui se propagent dans le corps actif est réfléchie totalement, l'autre partiellement. Ce n'est qu'au voisinage de la réflexion totale, que les pouvoirs réflecteurs relatifs aux deux rayons circulaires inverses ont des valeurs assez distinctes pour que leur différence soit mesurable.

La théorie montre qu'il y a encore intérêt à rendre l'angle d'incidence aussi grand que possible : 88°,5 à 89° dans les expériences présentes. Il faut donc choisir, comme deuxième milieu, un corps dont l'indice soit très voisin du milieu actif pour qu'il y ait réflexion totale pour un angle d'incidence aussi grand.

L'effet a pu être mis en évidence d'une façon qualitative.

Méthode expérimentale. — On fait tomber sur le milieu actif, sous un angle voisin de l'angle limite relatif à une couleur donnée, un faisceau de lumière blanche polarisée parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence. La lumière réfléchie passe par un analyseur croisé avec le polariseur, et tombe sur un spectroscope. Le plan de polarisation des couleurs pour lesquelles l'angle d'incidence est voisin de l'angle limite, tourne pendant la réflexion et l'on voit dans le spectre une bande claire correspondante. Le corps actif est plongé dans un milieu dont l'indice est plus grand que le sien pour certaines couleurs et plus petit pour

d'autre. L'angle limite est alors très voisin de 90° pour certaines longueurs d'onde. C'est en opérant avec un angle d'incidence de 88°,5 à 89° qu'on a observé le phénomène avec un corps actif isotrope, le chlorate de potasse plongé dans un mélange d'anisol et de xylol. Les courbes de dispersion du chlorate et du liquide se coupent dans le rouge pour l'anisol pur ; la coupure se déplace vers le bleu quand on ajoute du xylol.

L'auteur avait à sa disposition une surface de chlorate de potasse de 1 × 6,5 centimètres.

Dans le cas des corps actifs uniaxes on obtient les mêmes phénomènes lorsque l'axe est situé dans le plan de la surface de séparation, et dans le plan d'incidence. Si l'on fait tourner la lame réfléchissante dans son plan, la raie brillante diminue lentement si la rotation de la lame a lieu dans le sens de la rotation du plan de polarisation à l'intérieur de la substance, plus lentement en sens inverse.

Tous ces phénomènes, prévus par la théorie, ont été observés sur des surfaces de quartz droit et gauche plongées dans du bromure d'éthylène.

Enfin, des expériences analogues sur la tourmaline, qui n'est pas active, ont donné, comme il fallait s'y attendre, un résultat négatif. E. Bauer.

Vitesses de réactions photochimiques. — **F. Weigert** (*Zeitsch. f. wiss. Phot.* **7** (1909), 273-279). — Discussion purement théorique des hypothèses que l'on peut faire sur l'ordre des réactions photochimiques. D'après l'auteur, la loi d'action de masses ne s'appliquerait pas.

E. Bauer.

Note sur les limites d'absorption de quelques verres dans l'ultra-violet. — **H. Zickendraht** (*Zeitschr. f. wiss. Phot.* **7** (1909), 290-296). — L'auteur photographie au moyen d'un spectrographe en quartz les spectres d'absorption des différents verres destinés à absorber l'ultra-violet. La source utilisée est un arc au fer.

M. V. Henri a publié les recherches analogues à la Société Française de physique en juin 1909. E. Bauer.

Dispersion électrique de l'eau. — **A. R. Colley** [*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909), 471-480]. — Résultats numériques obtenus par la méthode décrite précédemment[1]. Détermination des bandes d'absorption de l'eau pour les ondes herziennes. Comparaison de l'indice et de la constante diélectrique de l'eau. Léon Bloch.

Transformation des rayons X. — **Charles A. Sadler** (*Phil. Mag.*, **18** (1909), 107-132). — Ce travail fait partie d'une série de recherches entreprises par Barkla sur les rayons secondaires des rayons X. Voir les mémoires de Barkla, Barkla et Sadler, etc., analysés dans *Le Radium*). M. Barkla a montré que les éléments de poids atomiques supérieurs à 40 (Ca), émettent sous l'influence des rayons X un rayonnement secondaire constitué : 1° par des rayons primaires dispersés ; 2° par un groupe de rayons absolument homogènes, de pénétration déterminée, indépendante de celle des rayons primaires et caractéristique de l'élément considéré. Ce rayonnement caractéristique ne se produit que lorsque la pénétration des rayons primaires est supérieure à la sienne, il existe presque seul dans le rayonnement secondaire d'un certain nombre de métaux de la famille du fer et de l'argent.

Voici les principaux résultats du travail de M. Sadler :

1). Le rayonnement caractéristique d'une substance donnée est le même, qu'il soit émis sous l'influence directe de rayons X, ou sous celle de rayons secondaires d'un autre élément (rayonnement tertiaire). Dans les deux cas, le rayonnement est homogène et sa pénétration est la même, indépendante de celle des rayons qui l'excitent.

2). En se servant comme rayonnement excitateur des faisceaux secondaires homogènes des métaux du groupe Cr, Ag, on trouve que l'émission des rayons tertiaires par les métaux antérieurs du même groupe obéit aux lois suivantes : Elle ne se produit pas lorsque le faisceau secondaire excitateur est moins pénétrant que les rayons caractéristiques du métal étudié. Puis, l'intensité des rayons tertiaires, très faible lorsque les deux pénétrations sont voisines, augmente rapidement avec la pénétration du rayonnement excitateur, passe par un maximum, et décroît enfin comme une fonction linéaire de l'ionisation produite dans un volume donné d'air, par le faisceau secondaire incident.

3). L'absorption des rayons secondaires homogènes des métaux du groupe Cr, Ag, par une lame mince d'un métal du même groupe augmente rapidement lorsqu'on passe à un métal absorbant dont la radiation caractéristique est moins pénétrante que le faisceau incident ; cet accroissement de l'absorption est intimement liée à l'émission de rayons tertiaires.

La fraction de cet accroissement de l'énergie absorbée qui est renvoyée sous forme de rayons tertiaires n'est pas constante, mais diminue lentement d'abord, puis, plus rapidement lorsque la pénétration du faisceau secondaire incident augmente. E. Bauer.

Ionisation

Potentiels disruptifs sous voltage alternatif. Influence de la courbure des électrodes. — **J. Kowalski et U. Rappel** (*Bull. Acad. Cracovie*, **5** (1909), 707-724). — Les auteurs ont déterminé les voltages explosifs dans l'air entre boules de laiton de différents diamètres et sous la tension sensiblement sinusoïdale d'un transformateur établi spécialement pour les recherches.

Les résultats généraux sont en bon accord avec ceux des autres physiciens. Cependant les tensions explosives se sont montrées en valeur absolue inférieures toujours de 4 à 6 pour 100 à celles qu'on observe en courant continu (en appliquant la loi de Paschen). Cet écart tient-il à la suppression du *retard* ou à la nature particulière des mesures en courant alternatif? C'est ce qui demeure douteux.

L'effet de la courbure des électrodes se traduit par une variation du potentiel explosif qui ne suit pas la loi empirique indiquée par Russell. Léon Bloch.

Sur l'ionisation des gaz par la lumière. — **J. Stark** (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909), 614-623). — A la suite des travaux de Lenard, on a longtemps admis que la lumière ultraviolette possède la propriété d'ioniser les gaz. J. J. Thomson et Mc Kaye sont arrivés à la même conclusion, mais les effets qu'ils observent sont extrêmement petits. Palmer a également constaté que la lumière ultraviolette d'un tube à hydrogène rend l'oxygène conducteur.

Disons toutefois que L. Bloch a montré récemment le rôle capital joué dans ces phénomènes par la présence des poussières. L'air sans poussières ne devient pas conducteur sous le rayonnement de l'arc en mercure. L'effet Lenard se ramène donc à l'effet Herz, c'est-à-dire à l'effet photoélectrique ordinaire produit par l'ultraviolet sur les poussières en suspension dans l'air.

M. Stark, sans contester les résultats de Bloch, a été amené à croire par des raisons théoriques que malgré tout

1. Voir *Le Radium*, mai 1909.

il doit exister un effet propre de la lumière sur les gaz. En se fondant sur les idées déjà souvent développées par lui touchant l'absorption, la fluorescence, et l'effet photo-électrique, il essaye de montrer qu'on doit prévoir une ionisation des gaz par la lumière ultraviolette, lorsque ces gaz sont absorbants pour cette lumière. Il discute *a priori* ce qui doit se passer lorsqu'on soumet un tube à électrodes rempli de gaz ou de vapeur au rayonnement de la lampe à mercure et qu'on fait varier la température ou la pression. Selon la transparence du gaz, l'intensité de la lumière, la sensibilité propre des électrodes, etc., on peut prévoir cinq types de courbes de variation du courant.

Expérimentalement M. Stark a retrouvé la plupart de ces types en se servant de tubes de quartz à électrodes de nickel. Les vapeurs étudiées ont été des vapeurs organiques (anthracène, diphénylméthane, α-naphtylamine, diphénylamine). L'allure des courbes indique, d'après M. Stark, qu'à côté de certains effets parasites il y a véritablement ionisation de la vapeur. Les vapeurs de benzène et de naphtalène n'ont rien donné.

Malgré la valeur des discussions théoriques faites par M. Stark, il nous semblerait important de voir son résultat établi par des expériences plus directes, d'où serait éliminée toute incertitude provenant de l'effet Herz sur les électrodes.

Léon Bloch.

Une expérience sur l'ionisation par les rayons γ. — L. Vegard (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1909), 78. — Cette expérience a pour but de voir si l'ionisation par les rayons γ est une propriété additive. Dans une boîte en aluminium circulaire et plate, contenant une électrode isolée formée d'un disque parallèle aux faces, pénètrent deux faisceaux de rayons γ parallèles à ce disque au-dessus et au-dessous duquel ils passent l'un et l'autre. Ils peuvent d'ailleurs faire entre eux un angle de 90° ou de 180°. Toutes précautions sont prises pour limiter le rayonnement à ces faisceaux. L'électrode isolée est reliée à un électroscope. On mesure le courant i_1 quand une des sources agit seule, i_2 quand l'autre agit seule, i_{12} quand elles agissent ensemble, et i la fuite de l'électroscope. L'écart absolu ε à la loi d'additivité est représenté par

$$\varepsilon = i_1 + i_2 + i - i_{12}$$

et l'écart relatif est $\alpha = \varepsilon : i_{12}$. Quand l'angle des faisceaux est de 90° on trouve $\alpha = +0{,}0002$, et quand il est de 180° $\alpha = -0{,}005$. On peut donc considérer l'ionisation comme rigoureusement additive dans ces conditions.

D'après les remarques préliminaires, l'auteur semble avoir espéré que cette expérience donnerait une indication sur la constitution du front d'onde ou de pulsation, que J. J. Thomson, comme l'on sait, considère comme discontinu. Si le front d'onde était continu en effet, les molécules ionisées seraient peut-être seulement celles que la pulsation saisit sous une certaine orientation, et il n'serait peut-être pas impossible alors, que l'orientation du deuxième faisceau traversant le premier eût une influence sur l'ionisation totale(?).

Louis Dunoyer.

Note sur une curieuse propriété du néon. — J. Norman Collie (*Proc. Roy. Soc.*, [A] **82** (1909), 578-580). — On sait que les gaz sous pression réduite enfermés dans un tube de verre avec du mercure présentent souvent des lueurs quand on agite le tube. Le néon présente ces propriétés à un degré remarquable.

Les expériences ont été faites avec un néon, pouvant contenir seulement un peu d'hélium, préparé par absorption fractionnée dans le charbon de noix de coco à la température de l'air liquide d'un résidu de fabrication de l'air liquide mis par M. Claude à la disposition de l'auteur; ce résidu contenait environ 50 pour 100 d'azote, autant de néon mélangé d'hélium.

Il faut que le gaz et le tube ne contiennent pas la plus petite trace d'humidité. L'expérience réussit d'autant mieux que le gaz est plus pur. La pression étant généralement comprise entre 120 et 200 mm.

Après des secousses répétées, réparties sur deux ou trois heures, la lueur diminue puis cesse de s'affaiblir. En faisant passer alors une décharge à travers le tube, on le régénère et la lueur reprend son premier éclat. Il suffit même de la déplacer auprès d'un pôle de la bobine d'induction. Cependant, avec un tube neuf qui brillait fortement quand on le secouait, la même expérience a supprimé la lueur.

Si l'on a refroidi une extrémité du tube dans l'air liquide en chauffant l'autre à 400°, puis si on le laisse revenir à la température ordinaire, on constate que la partie qui a été chauffée luit plus brillamment quand on agite le tube.

Plusieurs tubes ont été préparés et ont donné des résultats plus ou moins nets. Quelques-uns brillaient aux deux extrémités mais pas au milieu, d'autres au milieu seulement, d'autres enfin, à une seule extrémité.

Une expérience effectuée dans un tube de silice avec du néon sous la pression atmosphérique a donné une lueur beaucoup plus brillante qu'avec un tube de verre dans les mêmes conditions.

Louis Dunoyer.

Recombinaison des ions dans l'air à différentes températures. — A. Erickson (*Phil. Mag.* **18** (1909) 528-536). — L'auteur a employé comme chambre d'ionisation un condensateur sphérique dont les électrodes étaient distantes de 4 centimètres. Cette distance paraît suffisante pour qu'on puisse négliger les effets de diffusion aux températures qui ne sont pas trop élevées. Le radium est placé à l'intérieur de l'armature centrale. En supposant que l'intensité d'ionisation varie comme l'inverse du carré de la distance, on voit sans difficulté que le coefficient de recombinaison α est donné par la formule $\alpha = k\frac{Q}{N^2}$, très semblable à celle qui est mise en chaque élément du volume d'un gaz ionisé. Q et N désignent respectivement le nombre total des ions formés et le nombre total des ions présents dans la condensation à l'état d'équilibre. Q et N se mesurent très simplement par le courant de saturation d'une part, par la charge totale libérée dans le gaz d'autre part. Les lectures subissent les corrections nécessaires dues aux défauts d'isolement. Les températures utilisées ont varié depuis la température de l'air liquide jusqu'à la température de 155° obtenue au moyen d'un bain de sable. Les résultats quantitatifs sont les suivants. Ainsi qu'on pouvait le prévoir, le nombre Q s'est montré indépendant de la température dans les limites des erreurs d'expérience. Quant au coefficient de recombinaison α, il diminue régulièrement quand la température s'élève, la courbe présentant un point d'inflexion au voisinage de 250° absolus. Les nombres donnés par M. Erikson sont les suivants :

Temp. absolue :	94°	205°	285°	557°	775°	428°
$\alpha.10$:	2,55	1,92	1,18	0,785	0,59	0,47

Léon Bloch.

Conductibilité des diélectriques sous l'action des rayons du radium. — B. Hodgson (*Phil. Mag.*, **18** (1909), 252-158). — L'auteur, sans s'astreindre aux précautions extraordinaires prises par Jaffé pour opérer sur des corps purs, n'a utilisé que des diélectriques assez parfaits pour que le courant de conduction spontanée soit de

l'ordre de 10^{-15} ampère sous un champ de 100 volts par centimètre. Les diélectriques sont enfermés dans une boîte en plomb à parois très épaisses, à l'intérieur de laquelle est un condensateur plan isolé à l'ébonite et muni d'un plateau de garde. On a attaché une grande importance à l'élimination des effets parasites produits par l'ionisation de l'air sous l'action des rayons pénétrants du radium. A cet effet tous les tubes de connexion rejoignant le condensateur à l'électromètre ont été remplis d'huile lourde de paraffine dont les qualités d'isolement sont parfaites et dont la présence supprime toute ionisation parasite. Pendant la durée d'une expérience il était nécessaire de laisser d'abord passer pendant longtemps le courant de conduction normal. C'est seulement quand ce courant a diminué jusqu'à atteindre sa valeur limite permanente qu'en approche le radium et qu'on mesure par différence l'action de ce dernier. Les résultats principaux sont réunis dans le tableau suivant :

Substances	Conductibilité sous radium	Conductibilité sans radium	Intensité du champ
	ampère	ampère	volt/cm
Huile lourde de paraffine	$0.0 \cdot 10^{-15}$	$5.1 \cdot 10^{-15}$	100
	0.15	1.9	200
Paraffine solide	0.0	2.2	200
Ebonite	0.0	1.5	520
Verre	$1.7 \cdot 10^{-12}$	$2.2 \cdot 10^{-12}$	100

Lorsqu'on retire le radium, l'accroissement de conductibilité disparaît lentement; dans certains cas il faut attendre plus de 15 heures (paraffine solide) pour que cette conductibilité soit revenue à sa valeur initiale. D'ailleurs si on laisse agir le radium d'une façon permanente, on constate un accroissement de conductibilité qui s'atténue avec le temps, mais il faut également un grand nombre d'heures pour arriver à la saturation. En plus des substances énumérées plus haut on a pu aussi constater sur le benzène, le toluène, l'aniline et le sulfure de carbone un accroissement immédiat de conductibilité sous l'action des rayons du radium.

Léon Bloch.

Atomistique

Sur un progrès dans la conception atomistique de la matière. — Stephan Jahn (*Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik*, 5, 1908, 229). — C'est toujours qui démontra que le mouvement brownien est un phénomène complètement indépendant des causes extérieures et de la nature des molécules en suspension; Exner, et plus tard Chaudesaigues, déterminaient la vitesse du mouvement de ces particules en fonction de la température, et de leurs rayons. Dans ce but Exner employait une résine finement suspendue dans de l'eau.

Smoluchowsky développe une théorie de ce phénomène en partant d'un postulat de la théorie cinétique : « Tout système, l'énergie cinétique moyenne d'une particule ayant une masse M est égale à l'énergie cinétique moyenne de la molécule liquide : alors $M\overline{v^2} = m\overline{c^2}$, dans laquelle la partie droite concerne les molécules liquides. On voit que si N représente le nombre de molécules par molécule-gramme, $kT = \frac{Nm\overline{c^2}}{3}$ ou $m\overline{c^2} = 3kT$: où k est la constante de Planck.

$$k = \frac{R}{N} = 1,346 \cdot 10^{-16} \text{ C. G. S.}$$

De cette formule, on a pour une particule dont le rayon est 10^{-5} cm, le poids spécifique 1, à la température T = 300, la vitesse $v = 0,17$ cm. L'expérience peut déceler une vitesse mille fois plus faible.

La même vitesse démontre que si l'on part d'un autre théorème, on peut arriver à des résultats complètement satisfaisants. On peut déduire que pour le chemin par seconde λ d'une particule, on a la relation

$$\lambda = \frac{8}{3}\frac{\bar{k}}{\sqrt{3\pi}}\sqrt{\frac{T}{\eta\varsigma}} = 10^{-8}\sqrt{\frac{T}{\eta\varsigma}}$$

On voit que la masse m ne figure pas dans cette formule : en effet, le mouvement est indépendant du poids, il ne dépend que de la grandeur de la particule.

Einstein, en partant d'une toute autre considération, arrive au même résultat. « Au point de vue cinétique moléculaire, la molécule dissoute ne diffère d'une molécule en suspension que par sa grandeur, et on peut supposer que la pression osmotique est aussi identique par rapport au même nombre de particules. » Perrin a vérifié ce résultat par l'expérience.

Supposons que dans un liquide il y a n particules suspendues par unité de volume, alors

$$nk - \frac{\partial p}{\partial z} = 0.$$

Sous l'action de la force k, les particules dont le rayon est ς auront la vitesse $\frac{k}{6\pi\eta\varsigma}$. Il y a alors un équilibre dynamique lorsque

$$n\frac{k}{6\pi\eta\varsigma} = D\frac{\partial n}{\partial z}$$

où D le coefficient de diffusion.

Et

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta\varsigma}$$

Soit τ un très petit intervalle du temps pendant lequel la vitesse moyenne est constante, et Δ la partie du parcours effectué par la particule pendant le temps τ. S'il y a n particules dans le liquide,

$$dn = n\varphi(\Delta)\,d\Delta$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(\Delta)\,d\Delta = 1.$$

Si $n = f(z,t)$, le nombre de particules par élément de volume à un temps t en z, on aura

$$f(z,t+\tau) = dx = dx\int_{-\infty}^{+\infty} f(z-\Delta,t)\,\varphi(\Delta)\,d\Delta$$

d'où :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{1}{\tau}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\Delta^2}{2}\varphi(\Delta)\,d\Delta\right)\frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

et pour la diffusion :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$$

Si $f(z,t)$ représente le nombre de toutes les particules par unité de volume qui arrivent pendant le temps t à une distance z

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D\frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

Dans le cas où $f_{-z} = o$

$$\int_{-z}^{+z} f(z,t)\,dz = n$$

dont la solution est

$$f(z,t) = \frac{n}{\sqrt{4\pi D t}}\, e^{-\frac{z^2}{4Dt}}$$

alors le parcours moyen, par seconde, est :

$$\left(\frac{1}{n}\int_{-z}^{+z} z^2 f(z,t)\,dz\right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{2D}$$

et

$$\sqrt{5}\,.\,\sqrt{2D} = \sqrt{\frac{kT}{\pi\mu}}$$

Th. Svedberg imagine une méthode, grâce à laquelle il mesure l'amplitude du mouvement dû au choc des molécules, et récemment V. Henri étudie le mouvement en le cinématographiant. Quoiqu'il y ait certaines anomalies dans les résultats de l'expérience, par rapport à la théorie, on peut dire qu'elles sont plutôt en accord.

Il est néanmoins intéressant de signaler que Ehrenhaft et de Broglie vérifient les théories du mouvement brownien lorsque les particules sont noyées, non pas dans un liquide, mais dans un gaz. B. Szilard.

Phénomènes cosmiques

Teneur de l'eau de mer en radium. — J. Joly (*Phil. Mag.*, **18** (1909), 596-607). — M. Joly a dosé l'émanation du radium dans un certain nombre d'échantillons d'eau de mer recueillie en divers points du globe.

Il confirme d'abord le résultat de Eve et les résultats qu'il a déjà obtenus lui-même sur la variation locale de la teneur de l'eau de mer en radium. Alors que la composition chimique varie peu d'un point à l'autre de la masse océanique, la teneur en radium varie de 2 à 54.10^{-12} gr. par litre lorsqu'on passe de la Méditerranée à la côte d'Irlande.

De plus les nombres obtenus dépendent essentiellement du degré d'acidification de l'eau. Avant de chasser l'émanation par ébullition, on a coutume de concentrer l'eau et de l'acidifier par un peu d'acide chlorhydrique. Il est important de suivre dans cette manipulation une technique invariable, car tandis que la même eau, acidifiée au même degré, donne, dans des expériences successives, des nombres assez voisins, il y a des différences très notables entre l'eau acidifiée par 10 centimètres cubes ou par 60 centimètres cubes d'acide chlorhydrique.

L'auteur a observé une autre particularité intéressante. Certaines eaux de mer se troublent à l'ébullition, sans doute par suite de la présence de particules organiques insolubles. Dans ce cas on obtient toujours une teneur en radium relativement faible lorsqu'on chasse simplement l'émanation par ébullition et une teneur notablement plus forte lorsqu'on a préalablement rendu la liqueur limpide par filtration, calcination du filtre avec les carbonates alcalins, reprise par l'eau et retour à la liqueur même. Tout se passe comme si les suspensions organiques diminuaient le « pouvoir émanant » de l'eau et il faut rapprocher ceci de l'expérience de Eve et Mc Intosh relative à la même diminution produite par les précipités naissants. Si cette manière de voir est exacte, elle rattacherait les variations apparentes de la teneur de l'eau en radium aux variations bien connues de la teneur de l'eau de mer en substances organiques (*plankton*).

D'une manière générale, les valeurs absolues trouvées par M. Joly sont notablement supérieures à celles que donne Eve. Seuls les résultats les plus faibles, ceux que donne l'eau de la Méditerranée, sont en accord quantitatif avec la moyenne des nombres de Eve et de Strutt. Peut-être faut-il chercher un rapport entre la forte activité de certaines eaux marines et l'ionisation de l'atmosphère qui la surmonte. Peut-être aussi, comme semblent l'indiquer certains essais faits avec l'eau de l'océan Indien, y a-t-il lieu de faire intervenir pour une part notable l'action du thorium.

M. Joly a pu se servir des résultats récents de Knoche pour recalculer, à l'aide des données de cet auteur, la teneur en radium des eaux océaniques dans l'Atlantique et le détroit de Magellan. Les nombres sont en bon accord avec les siens propres.

Peut-on, d'après l'ensemble de ces mesures, se faire une idée sur l'origine de la radioactivité des eaux? M. Joly pense avec Eve et Mc Lennan qu'il est impossible de chercher cette origine dans l'émanation présente dans l'atmosphère. La quantité d'émanation présente dans l'Océan au voisinage de l'équateur est 500 fois plus grande que la teneur moyenne de l'atmosphère. Il n'est pas possible non plus de faire appel à la vase du fond de l'Océan, car il faudrait admettre que l'émanation se dégage d'une couche de vase d'au moins 5 mètres d'épaisseur et parvienne sans perte jusqu'à la surface. L'opinion à laquelle se range M. Joly est celle d'une circulation continue due aux courants d'eau ascendants, principalement au voisinage de l'équateur. Ces courants de convection transportent une partie des substances radioactives qui sont constamment déversées dans l'Océan par l'érosion des continents. Dans cette manière de voir on comprend fort bien que les régions marines les plus radioactives soient celles qui sont au voisinage des côtes ou au voisinage de l'équateur. Des calculs sommaires fondés sur la géologie, montrent que l'apport séculaire des sédiments marins est largement suffisant pour expliquer l'ordre de grandeur de l'activité des eaux océaniques. Léon Brouy.

Sur la radioactivité des gaz des eaux thermales de Wiesbaden. — F. Henrich (*Zeitsch. f. Elecktrochemie* **15** (1909), 751-757. — L'auteur a constaté que les gaz ionisés des sources thermales de Wiesbaden sont beaucoup plus radioactifs que les eaux elles mêmes, mais n'a pas établi de corrélation entre les deux sortes d'activité. Le mémoire original contient les résultats numériques d'un certain nombre de dosages d'émanation.

Léon Brouy.

Mesures de conductibilité électrique de l'air effectuées sur le Monte Cimone durant l'été 1908. — C. Bocanini et U. Nicolis (*Publ. Observ. de Modène*, **24**, 1905). — Les auteurs se sont servis de l'appareil Gerdien, mais leurs mesures ont été gênées par plusieurs accidents expérimentaux. Les résultats qu'ils peuvent indiquer à titre provisoire sont les suivants : 1° en général la conductibilité électrique de l'air suit une allure inverse de celle de l'humidité ; 2° elle augmente le plus souvent au coucher du soleil ; 3° les variations ne sont pas toujours de même sens pour la déperdition des charges des deux signes. Léon Brouy.

Pression et conductibilité électrique de l'atmosphère — Lavoro Amaduzzi (*Il Nuovo Cimento*, V, 17 (1909), 566-560). — L'auteur a entrepris des mesures simultanées de conductibilité atmosphérique et de pression barométrique dans une région de l'Apennin riche en émanations gazeuses. Il a pu constater très nettement une certaine corrélation entre les deux phénomènes, les maxima de l'un étant non pas simultanés, mais consécutifs à quelques heures de distance des minima de l'autre. En cas de vent violent l'effet de pression peut être masqué. M. Amaduzzi a également eu l'occasion de mesurer la déperdition électrique à l'intérieur de deux puits, l'un creusé en sol perméable, l'autre en sol imperméable. Il a constaté, conformément à ce qu'on connaissait déjà, que dans le premier cas la déperdition est plus grande, dans le second cas plus petite qu'à l'air libre. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Traité de mathématiques générales, par **E. Fabry**. Préface de **G. Darboux** (17 × 25), 440 pages (A. Hermann, éditeur, Paris, 1909). — Prix : 9 francs.

Cet ouvrage, présenté au public par M. Darboux, dans une élogieuse préface, est destiné aux « chimistes, physiciens, ingénieurs et élèves des Facultés des Sciences ». Les chimistes, on le voit, paraissent au premier rang dans les préoccupations de l'auteur, et les nombreux auditeurs que les notions mathématiques utilisées par M. Le Chatelier dans ses magistrales « Leçons sur le carbone » ont, tant soit peu, effarés lui en seront sans doute reconnaissants. L'ouvrage se recommande par la simplicité avec laquelle les questions sont traitées. Il se divise en quatre parties : algèbre, géométrie analytique, analyse et mécanique. Il correspond au programme du certificat d'études correspondant. Parmi ces matières toutes classiques, il n'y a guère à relever de points remarquables. La difficulté, probablement très réelle, qu'en offre la rédaction, doit être la mesure à garder dans le développement relatif des parties; cela doit nécessiter d'autant plus d'efforts que l'enseignement classique des mathématiques, autrefois dites en France « spéciales » et maintenant « générales », avait fini par creuser, dans certaines questions, de véritables ornières. Pour prendre un exemple à peu près au hasard, la théorie des équations du premier degré pour laquelle quinze ou vingt pages n'étaient pas de trop dans manuels « courants » de spéciales, est ramenée ici à moins de trois pages.

Un tableau résumant à la fin du volume la plupart des formules utiles, examinées dans le cours, rendra probablement des services précieux aux étudiants et plus encore, peut-être, à ceux qui l'ont été. **Louis Dunoyer.**

Traité de physique, par **O. D. Chwolson**. T. II, 1er fascicule. *Diffraction. Double réfraction et polarisation de la lumière* (16 × 25), 1186 pages, 182 figures (A. Hermann, éditeur, Paris, 1909). Prix : 17 francs.

Le tome II qui est indiqué en sous-titre n'occupe seulement 952 pages de ce gros fascicule, qui termine le tome II; le reste du volume est occupé par une œuvre très importante de MM. E. et F. Cosserat, ajoutée sous le titre de : *Note sur la Théorie des corps déformables*. Il est tout à fait impossible de donner en quelques lignes un aperçu de cette note, qui est probablement l'exposé le plus général fait jusqu'à présent de la mécanique des milieux continus. Les auteurs arrivent à faire sortir de leur théorie, qui repose entièrement sur leur définition de l'*action* euclidienne, la notion de radiation de l'énergie de déformation et de mouvement; ils annoncent qu'ils appliqueront leurs résultats, dans un prochain travail, au large champ de recherches ainsi ouvert, ce qui leur permettra d'introduire une précision nouvelle dans les vues de H. Lorentz et de H. Poincaré sur ce qu'on appelle, dans la Mécanique, le *principe de réaction*.

Le fascicule comprend quatre chapitres : diffraction de la lumière, polarisation de la lumière, double réfraction; interférence des rayons polarisés; rotation du plan de polarisation. On connaît et on a redit maintes fois ici même les hautes qualités d'exposition qui caractérisent cet ouvrage, en même temps que la précieuse bibliographie qu'il contient. Il serait difficile de trouver plus de clarté et de précision que dans le présent fascicule. Les idées de Fresnel y sont exposées d'une manière très systématique et, chose plus rare, en montre parfaitement le lien qui existe entre elles et les perfectionnements ultérieurs de la théorie. De savantes notes du traducteur, M. Davaux, intercalées dans le texte, en complètent heureusement la portée, à ce point de vue. Citons l'application de la formule de Kirchhoff et des potentiels retardés à la diffraction de la lumière; l'exposition, inspirée des « Baltimore Lectures » de lord Kelvin; de la théorie de Green, sur la réflexion et la réfraction des rayons polarisés; et de la théorie gyrostatique de la lumière; il faut signaler également les pages consacrées à la théorie de la double réfraction, qui est envisagée d'abord d'après le point de vue de Fresnel (exposée en utilisant les leçons de Regnault au Collège de France), puis, d'après la théorie des milieux continus élastiques de Cauchy et de Green (vue à travers les simplifications et perfectionnements apportés par M. Poincaré, dans sa théorie mathématique de la lumière), et enfin d'après la théorie de l'anisotropie cinétique, et non élastique, dont la première idée est due à Rankine, et que MM. Sarrau et Boussinesq ont ensuite développée.

Dans ce fascicule, le côté expérimental est assez réduit; il faut cependant faire une exception pour les très nombreux et intéressants détails qui sont donnés sur l'anisotropie et la biréfringence accidentelles, et en particulier les travaux de Quincke, relatifs à la biréfringence des gelées, sur les cristaux liquides et les travaux de Lehmann; une trentaine de pages sont consacrées à ces questions qui n'avaient pas encore pu trouver une place suffisante dans les ouvrages français de physique générale.

Louis Dunoyer.

Le Gérant : Pierre Aubry. 64974. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Nouvelles remarques sur le dégagement de l'émanation par les sels de radium

Par L. KOLOWRAT

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie]

J'ai repris dernièrement au laboratoire de Mme Curie la question de dégagement de l'émanation du radium par les sels radifères portés à une température élevée. Des expériences précédentes[1], faites avec du chlorure et en partie avec du fluorure de baryum radifères, m'avaient montré : 1° que le sel fondu dégage toute l'émanation qu'il produit; 2° que pour toute température au-dessous de la fusion, une fraction seulement est dégagée, qui est faible depuis la température ordinaire jusqu'à 550° pour le chlorure, 600° pour le fluorure, et augmente ensuite rapidement avec la température; 3° que la courbe qui représente la quantité dégagée en fonction de la température fait voir une anomalie (maximum suivi d'un minimum) au voisinage de la fusion (pour le chlorure, le maximum a lieu à 850° et le minimum à 920°); 4° qu'en maintenant le sel à une température fixe et en enlevant à intervalles égaux l'émanation dégagée, on trouve qu'à chaque instant t, la quantité restante est proportionnelle à l'expression $(1 - e^{-\alpha t})/\alpha$, α étant voisin de la constante radioactive de l'émanation; 5° que si, enfin, on fait accumuler l'émanation dans le sel à la température ordinaire, et qu'on chauffe ensuite à θ degrés, on a tout d'abord un dégagement notable d'émanation, c'est-à-dire une brusque diminution de la quantité absorbée; cette dernière continue à décroître pendant quelque temps encore, puis passe par un minimum pour augmenter ensuite lentement. A partir de ce moment, la quantité absorbée semble devenir sensiblement égale à celle qui serait absorbée, si la température θ avait été établie dès le commencement de l'accumulation; en d'autres termes, la courbe d'absorption, après une baisse suivie d'un minimum, vient progressivement rejoindre la courbe d'absorption à température constante, courbe dont les ordonnées sont proportionnelles à $(1 - e^{-\alpha t})/\alpha$.

Il a paru intéressant de voir si ces résultats s'appliquaient à des sels autres que le $BaCl_2$; d'autre part, le dernier résultat semblait en particulier demander une confirmation plus détaillée. Quant à l'anomalie que présente la courbe du dégagement en fonction de la température, j'avais cru pouvoir l'attribuer à une modification moléculaire que les sels subiraient au voisinage de la fusion; j'en ai trouvé depuis la confirmation dans un travail de M. Plato[1], qui a montré que le $BaCl_2$ possédait un point de transformation polymorphe inférieur de 54,4° à la fusion. Le minimum des courbes[2] se place vers 920°, et la fusion à 950° environ; on peut donc admettre que le minimum B′ (fig. 1) correspond précisément au point de transformation; la partie AB de la courbe appartiendrait alors à la modification qui est stable au-dessous de 920°, la partie B′C à celle qui l'est au-dessus de 920°, et la partie BB′ à des états où les deux phases coexisteraient en équilibre instable. M. Plato n'a pas eu l'occasion de faire une expérience analogue avec le $BaFl_2$; mes résultats feraient conjecturer l'existence d'une transformation entre 1000° et 1100°.

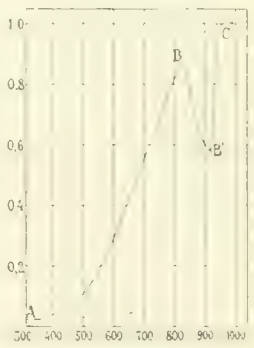


Fig. 1.

L'appareil employé pour les nouvelles expériences, ainsi que l'ensemble de la méthode, ont été les mêmes que ceux déjà décrits. Le sel se trouve au fond d'un tube de platine A (fig. 2), ayant 50 millimètres de longueur et 6 millimètres de diamètre; B est un tube de quartz introduit dans un four électrique F; un robinet R permet de recueillir dans un condensateur cylindrique l'émanation accumulée dans le tube B. Pour pouvoir maintenir une température constante dans le four, celui-ci a été muni d'un système de réglage automatique dont j'ai donné ailleurs la description[3].

J'ai commencé par examiner le dégagement de

1. *Le Radium*, 4, 1907, 317.

1. *Zeitschr. phys. Chem.*, 58, 1907, 350.
2. Voir fig. 2, p. 319 de l'article cité.
3. *Journ. de physique*, 8, 1909, 495.

l'émanation par une certaine quantité (0,0690 gr.) de $KAzO_3$ auquel j'avais mélangé une quantité minime (quelques millièmes de milligramme) de $BaCl_2$ pur. Après avoir retiré l'émanation à la fusion (350 à 360°), je maintenais le sel à une température déterminée pendant trois heures quarante-cinq minutes, puis je recueillais l'émanation dégagée. Celle-ci est portée en ordonnées sur la figure 3, le dégagement à la fusion étant pris pour unité. Le $KAzO_3$ subit une transformation polymorphe à 121-129°; mais la quantité dégagée à cette température est faible, et la courbe n'indique aucune anomalie correspondante. Une expérience semblable a été faite avec du chlorure d'argent (fusion à 460°); pour ce sel, un dégagement notable ne commence qu'au-dessus de 350°. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus précédemment avec le $BaCl_2$ et le BaH.

Fig. 2.

Dans les expériences suivantes, je me suis proposé de déterminer la façon dont varie avec le temps la quantité d'émanation qui reste absorbée dans le sel si on le chauffe à une température donnée soit dès le début de l'accumulation (c'est-à-dire dès le moment où toute l'émanation a été retirée à la fusion), soit après un certain temps d'accumulation à froid. De même que dans l'article précédent, l'unité d'émanation sera toujours la quantité totale produite par heure par l'échantillon de sel considéré; il faut donc pour chaque échantillon mesurer tout d'abord cette quantité. Pour ceci, on commence par enlever l'émanation à la fusion; on refroidit, puis, après un temps d'accumulation t, on chauffe de nouveau à la fusion pendant 25 minutes par exemple, on recueille et on mesure l'émanation dégagée. En divisant par $1 - e^{-\lambda t_1} = \gamma$ on a la quantité produite par heure, et si on la prend comme unité, on obtient des nombres directement comparables entre eux, quel que soit l'échantillon de sel employé.

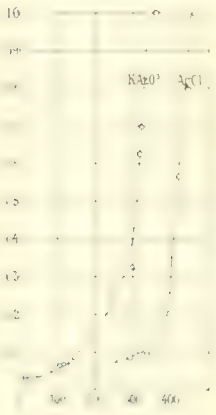


Fig. 3.

Chaque expérience a consisté en une série de prises d'émanation faites à des moments déterminés; en connaissant la quantité retirée à chaque prise, on connaît aussi la quantité qui reste absorbée dans le sel après cette prise[1]; c'est cette quantité absorbée qui sera toujours portée en ordonnées dans les graphiques qui suivent; quant aux abscisses, elles représenteront le temps en heures. Dans chaque expérience le moment $t = 0$ est celui où le sel avait été entièrement privé d'émanation, en le fondant et en vidant le tube B à la trompe à eau.

Lorsqu'on a terminé une expérience, on fait fondre le sel et on mesure la quantité totale d'émanation qui y était absorbée à ce moment; elle doit être égale à celle que donne le calcul fondé sur les quantités dégagées au cours de l'expérience; le degré de concordance permet de juger de la précision atteinte et fournit un moyen sûr pour contrôler la marche de chaque expérience.

Dix-neuf séries de mesures ont été faites, qui peuvent se réduire à trois ou quatre types différents; elles vont être numérotées dans l'ordre chronologique. Disons de suite que toutes ont abouti à des résultats parfaitement conformes à ceux rapportés au début de cet article sous les numéros 4 et 5. Dans les séries 1 à 4 j'ai employé des nitrates de potassium et de cæsium radifères; mais il s'est trouvé que ces sels ne pouvaient donner des résultats précis, en raison de leur volatilité; en effet, quand on les porte à une température élevée, ils distillent en partie en formant un dépôt sur les parois internes du tube B, ce qui revient à diminuer la quantité du sel soumis à la chauffe. Pour cette raison la production par heure diminue en apparence d'une mesure à l'autre, et le calcul des quantités absorbées devient incertain. Je n'ai pu éviter cette volatilisation, quoique je me sois astreint (dans les séries 3 et 4) à ne pas dépasser la température de fusion en fondant le sel; je décidai alors de revenir au chlorure de baryum, pour lequel on n'a pas de variations apparentes dans la production par heure et par conséquent pas de distillation. Les séries 5 à 12 ont été faites avec un même échantillon de cette substance; on verra par la suite qu'elles ont fourni des résultats concordants, mais qu'à la longue une modification s'est produite qui a fait augmenter le dégagement d'émanation. Cette augmentation s'est fait sentir surtout dans les séries 10, 11 et 12; elle a pu provenir en partie d'un changement dû à un échauffement prolongé (un peu de chlorure pouvait, par exemple, s'être transformé en hydroxyde; la polymorphie y est peut-être aussi pour quelque chose), en partie du fait que le sel fondu, en mouillant les parois du tube A, y reste adhérent, même refroidi; lorsque j'ai démonté l'appareil après la série 12, le

1. Il est en effet facile de calculer la quantité totale existant dans l'appareil à chaque moment : si au moment t_1 la quantité présente a été q_1, au moment t_2 t_1 on aura

$$1 - e^{-\lambda(t_2 - t_1)} = \gamma + q_0 e^{-\lambda(t_2 - t_1)}.$$

tube A était recouvert à l'intérieur d'une couche légère de sel, sur une hauteur de 20 millimètres environ; on conçoit qu'un accroissement de surface aussi considérable a pu augmenter le dégagement. Puisqu'en faisant avec le même sel un certain nombre d'expériences successives, on finit par le modifier de façon à ne plus retrouver les mêmes nombres en se mettant dans les mêmes conditions, je résolus de ne plus faire qu'une ou deux séries avec une même charge de sel, en la remplaçant ensuite par une fraîche. Mais une nouvelle complication a surgi avec cette façon de procéder; il s'est trouvé, en effet, qu'on obtient bien des nombres concordants tant qu'on opère sur le même échantillon; mais en passant à un autre, on a des écarts considérables dans les phénomènes. Il faut supposer que ces écarts sont dus à quelque différence dans l'état physique du sel, quoique tous les échantillons aient été purifiés et préparés dans des conditions apparemment identiques; je n'ai pas encore pu me faire une idée plus claire sur la nature de cette différence[1].

Examinons maintenant en détail les diverses séries, en groupant ensemble celles qui appartiennent au même type. On a tout d'abord les séries 1, 3, 5, 8, 14 et 16, représentées graphiquement sur les figures 4 et 5[2]. Dans chacune d'elles, on a maintenu le sel

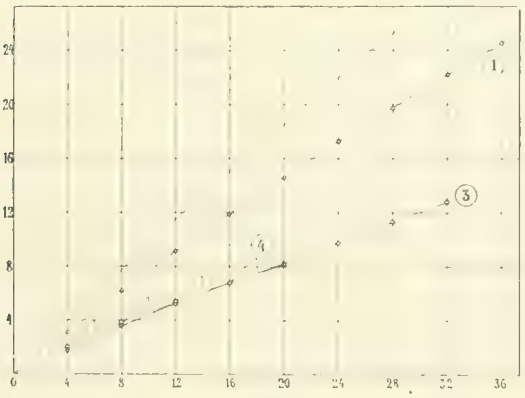


Fig. 4.

constamment à une température fixe, et on a fait des prises d'émanation à des intervalles de 4 heures. Dans ces conditions, on trouve toujours que la quantité recueillie à chaque prise est sensiblement constante. On peut exprimer ce fait autrement en disant que la quantité absorbée croît proportionnellement à $(1-e^{-\lambda t})/\lambda$; en effet, si a est la quantité retirée à chaque prise et b_1, b_2, b_3,... les quantités restées absorbées après les prises successives faites aux époques $t = T, 2T, 3T, \ldots$, on a

$$\text{pour } t = T, \quad b_1 = \frac{1}{\lambda}(1-e^{-\lambda T}) - a$$

$$\text{pour } t = 2T, \quad b_2 = b_1 e^{-\lambda T} + \frac{1}{\lambda}(1-e^{-\lambda T}) - a$$

$$= b_1 e^{-\lambda T} + b_1 = b_1(1+e^{-\lambda T})$$

$$\text{pour } t = 3T, \quad b_3 = b_2 e^{-\lambda T} + b_1$$

$$= b_1(1+e^{-\lambda T}+e^{-2\lambda T})$$

$$\text{pour } t = nT, \quad b_n = b_1(1+e^{-\lambda T}+\ldots+e^{-(n-1)\lambda T}),$$

et si l'on pose

$$b_1 = \frac{C}{\lambda}(1-e^{-\lambda T})$$

on trouve immédiatement :

$$b_n = \frac{C}{\lambda}(1-e^{-n\lambda T});$$

en divisant les quantités absorbées par $(1-e^{-\lambda t})/\lambda$, on doit donc avoir une valeur constante du quotient C.

Voici, par exemple, le détail de la série 5 ($BaCl^2$ à 729°). La deuxième ligne du tableau (qu. r.) con-

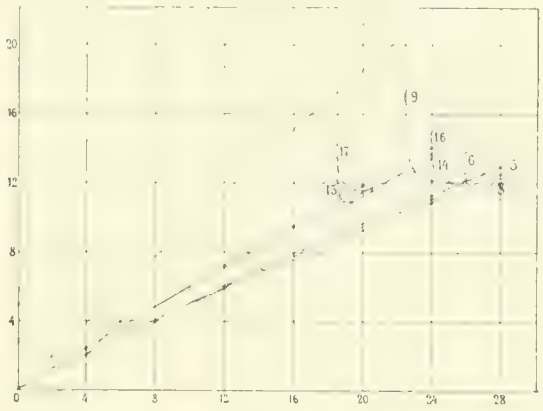


Fig. 5.

tient les quantités retirées à chaque prise; la troisième (qu. a.) les quantités restées absorbées après la prise (ce sont justement les ordonnées de la courbe); la quatrième les valeurs de C

t	4^h	8^h	12^h	16^h	20^h	24^h	28^h
qu. r.	1,84	1,88	1,81	1,95	1,99	2,05	1,91
qu. a.	2,10	4,10	6,11	7,94	9,65	11,27	12,96
C	0,55	0,55	0,55	0,55	0,52	0,51	0,51

Considérons encore pour cette série la manière dont se fait la vérification de la quantité absorbée à la fin[1]. Nous voyons que la quantité absorbée au moment $t = 28^h$ se calcule à 12,96; la prise à la fusion a été faite à $t = 29^h56^m$; l'augmentation calculée pour cet intervalle de 1^h56^m est de 1,74; en ajoutant on a 14,70; or la quantité retirée effectivement a été 14,64. Le contrôle n'a guère été moins

1. La courbe supérieure correspond toujours à la formule

$$(1-e^{-\lambda t})/\lambda.$$

2. Rutherford, *Radioactivity*, 2e éd., p. 261.

1. Cette vérification est rendue possible par la constance de la production par heure; ainsi pour l'échantillon qui a servi aux séries 5 à 12, la production mesurée avant la série 5 et après la série 10 a donné des nombres concordant à 1/2 pour 100 près.

satisfaisant dans le reste des séries 5 à 19, malgré que dans certaines d'entre elles les opérations subies par le sel aient été fort nombreuses et prolongées[1].

On aurait des tableaux tout à fait analogues pour les séries 1 ($KAzO^3$ à 250°), 3 ($CsAzO^3$ à 295°), 8 ($BaCl_2$ à 728°), 14 ($BaCl_2$ à 667°) et 16 ($BaCl_2$ à 665°); mais les graphiques pourront suffire pour en rendre compte. La série 8, répétition exacte de la série 5, fut faite avec le même échantillon, dans le but de savoir si, comme on pouvait le supposer, le dégagement avait augmenté dans l'intervalle, par suite de chauffes prolongées; mais on voit que les courbes 5 et 8 sont très voisines et que par conséquent à cette époque le sel n'avait pas encore été influencé d'une façon appréciable par la modification qu'on a observée plus tard, dans les séries 10 à 12.

Les séries 14 et 16 sont aussi complètement semblables l'une à l'autre, sauf en ce que les échantillons employés ont été différents; ils contenaient à peu près la même quantité de radium, mais celui de la série 16 avait un poids 29 fois plus élevé. Comme la surface libre du sel, égale à la section du tube A, était la même dans les deux cas, on peut dire que, relativement à son volume, ce sel avait une surface 29 fois moindre que l'autre; néanmoins les courbes 14 et 16 coïncident presque parfaitement. Ceci voudrait dire que la grandeur de la surface libre n'influe pas sur le phénomène; mais cette conclusion est sujette à caution, car on va voir que les valeurs de C obtenues dans des conditions identiques avec des échantillons différents ne sont quelquefois pas comparables entre elles.

Un autre type d'expériences est celui des séries 4 (fig. 4) et 6 (fig. 5). Les prises se faisaient également à des intervalles de 4 heures; mais au lieu de chauffer tout le temps, on ne l'a fait que pendant les deux dernières heures de chaque intervalle; les deux premières heures, on avait la température ordinaire.

La série 4 a été faite avec le même sel ($CsAzO^3$) et à la même température (295°) que la série 3; de même la série 6 doit être comparée à la série 5. L'examen des courbes fait voir que la quantité absorbée croît de la même façon que si le sel avait été maintenu tout le temps à la température de la chauffe; on a donc ce résultat, qui peut paraître paradoxal, que dans ces expériences le dégagement reste le même, qu'on chauffe pendant 2 heures ou pendant 4 heures. Ceci concorde pourtant parfaitement avec le reste de mes expériences; la quantité dégagée est la même, parce que le temps d'accumulation est le même dans les deux cas.

Voici un tableau résumant la série 6, à comparer au tableau précédent.

t	4h	8h	12h	16h	20h	24h	28h
qu. r.	1,89	1,98	1,90	2,05	2,08	2,06	1,95
qu. a.	2,05	5,95	5,87	7,61	9,24	10,84	12,51
C	0,52	0,51	0,51	0,50	0,50	0,50	0,50

On constate réellement que les quantités dégagées et les coefficients C ne diffèrent pas notablement d'une série à l'autre.

Si au contraire on avait chauffé pendant les deux premières heures de chaque intervalle, la quantité dégagée serait deux fois moindre. En effet, si après avoir maintenu le sel à chaud, on le refroidit sans retirer l'émanation du tube B, on constate que l'émanation dégagée ne se réabsorbe pas à froid. Voici l'expérience que j'ai faite à ce sujet avec le sel qui a servi aux séries 3 et 4 ($CsAzO^3$ à 295°). J'ai chauffé ce sel à 295° pendant 4 heures, puis je l'ai laissé refroidir et je n'ai retiré l'émanation que 4 heures après. J'ai trouvé ainsi 2,3 unités; or la quantité qu'on a eue à chaque prise dans les séries 3 et 4 a oscillé autour de 2,1 unités, nombre suffisamment voisin du précédent.

Passons maintenant aux cas où l'accumulation d'émanation était faite à froid; on commençait à chauffer ensuite et on faisait des prises à des intervalles rapprochés. Chaque série de ce genre doit être comparée à l'une des précédentes, où, l'échantillon de sel et la température ont été les mêmes, mais où l'on a chauffé continuellement dès le début. Ainsi sur la figure 5 on trouve la courbe 9, à comparer aux courbes 5 et 8. Les cinq points qui la forment ont pour ordonnées 12,70; 12,15; 12,09; 12,19; 12,57; le minimum est bien visible, comme du reste dans toutes les expériences de cette catégorie. Les valeurs de C correspondantes sont 0,60; 0,55; 0,53; 0,52; 0,51; on peut donc dire qu'elles tendent vers une limite égale à la valeur qu'on obtient dans les expériences du premier type; c'est répéter en d'autres termes la règle déjà citée, formulée comme une conséquence de mes anciennes expériences.

D'une façon analogue, 15 est à comparer à 14, et 17 à 16[1]; la coïncidence se vérifie également[2].

Une autre expérience du même modèle est celle de la série 7 (fig. 6). Ici l'accumulation à froid a duré 1j 20h 21m; le sel a été porté ensuite à 729° et chauffé ainsi pendant 1j 8h 16m, en faisant des prises à des intervalles de 4h. La quantité accumulée était tellement grande que même une chauffe aussi prolon-

1. En retrouvant ainsi dans les mesures les quantités d'émanation calculées d'une façon plutôt compliquée et indirecte, on peut y voir une bonne confirmation des lois fondamentales qui régissent la destruction spontanée et l'accumulation des substances radioactives, n'eût-il fût que ces lois parais-sent d'ailleurs suffisamment bien établies pour ne pas avoir besoin d'une pareille vérification.

1. La courbe 17 est difficile à suivre sur le dessin, car elle se confond en partie avec la courbe 14.

2. On voit que l'état limite a été atteint un peu plus vite dans 15 que dans 17; on peut expliquer cela par les dimensions de la surface libre du sel, qui, comme je l'ai déjà fait remarquer, a été 29 fois plus grande relativement au volume dans 15 et 14 que dans 16 et 17.

gée n'a pas suffi pour arriver à l'état de régime, c'est-à-dire pour retomber sur la courbe d'absorption; mais il semble bien qu'on n'en était plus éloigné. Une extrapolation sur la courbe conduit à supposer qu'à

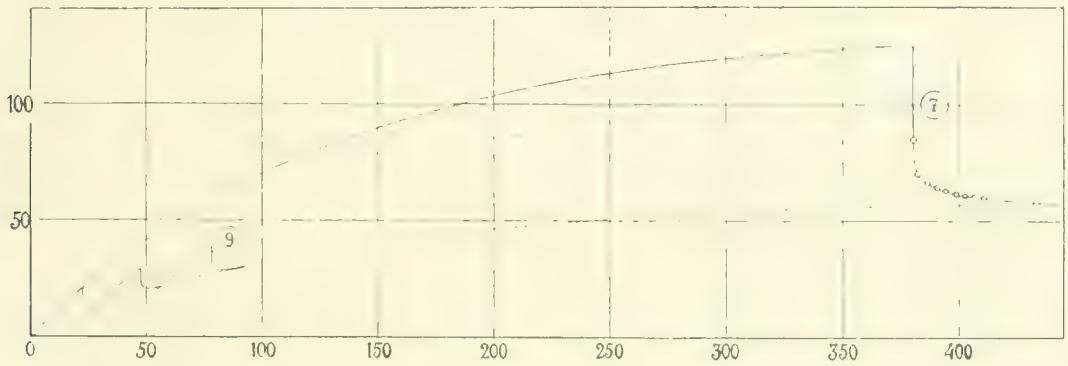


Fig. 6.

l'état de régime on aurait $C = 0,45$ environ, par conséquent moins élevé que dans les séries 5 et 6. Il s'agissait de voir s'il fallait en rechercher la cause dans une modification du sel ou bien si le coefficient C n'est pas tout à fait constant, mais diminue lorsque

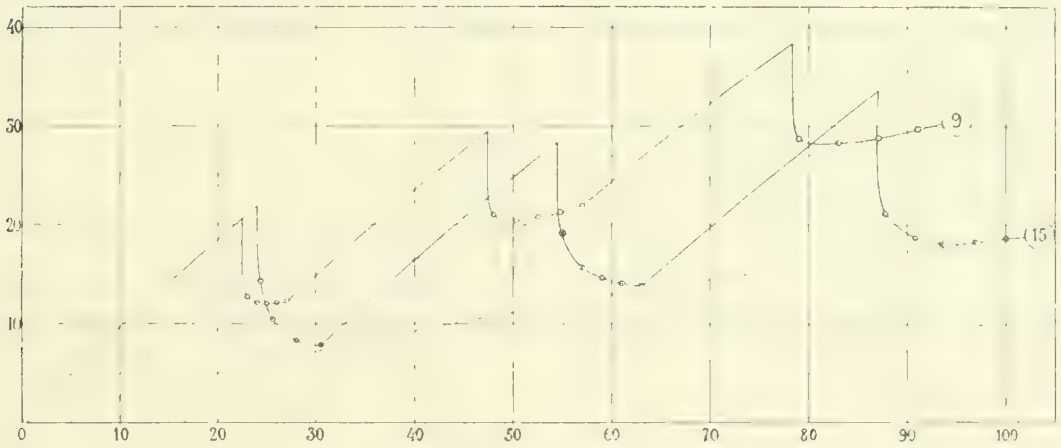


Fig. 7.

le temps t augmente. C'est le but qu'a eu la série 8, identique à la série 5; elle a montré que la valeur de C relative à un même temps t n'avait pas changé notablement et que c'était plutôt la seconde supposition qui était juste; ce résultat fut rendu encore plus probable par la série 9 entreprise aussitôt après. On a déjà vu sur la figure 5 le commencement de cette série 9; au moment $t = 27^h$, au lieu de fondre le sel, on l'a laissé refroidir et accumuler une nouvelle quantité d'émanation, jusqu'au moment $t = 47^h\,27^m$ (voir la fig. 7) où l'on a recommencé la chauffe. La quantité absorbée s'est remise alors à tendre vers la courbe d'absorption, et l'état de régime était déjà complètement atteint à $t = 55^h$. A $t = 57^h$ on a cessé de chauffer pour recommencer encore une fois à $78^h\,27^m$; on a de nouveau atteint l'état de régime à $t = 87^h$. On voit bien sur la figure 7 avec quelle exactitude les trois troncons de courbe expérimentaux viennent se confondre avec une courbe limite, commune à tous les trois; cette expérience est une des plus caractéristiques pour le phénomène étudié.

Les valeurs de C correspondant à l'état de régime ont été pour les trois groupes de mesures : 0,50; 0,47; 0,45.

En récapitulant, on a pour l'échantillon et la température considérés :

Séries :	5,6,8	5,6,8,9	9	9	7
t en jours :	1 2	1	2 1 2	5 1 2	17
C . . .	0,51 à 0,55	0,50 à 0,51	0,47	0,45	0,45

Il semble donc bien que C diminue un peu à mesure que t augmente, ou plutôt que les quantités absorbées après un temps court (1 à 2 jours) sont supérieures à celles que donnerait la formule $t.(1 - e^{-\lambda t})\lambda$. La valeur de C étant déduite d'une expérience à temps long[1].

1. C'est pourquoi la courbe pointillée de la figure 17 prend un départ un peu au-dessus de la courbe [illegible]

Il est possible que dans la série 9 une modification du sel ait commencé à intervenir pour abaisser la valeur de C; j'ai déjà dit que la diminution a été notable pour les trois séries suivantes et qu'un fort accroissement de surface a pu être constaté en même temps. Ces séries ne m'ont donc pas semblé devoir être prises en considération au même titre que les précédentes et ne figurent pas sur les dessins[1].

La série 2 (fig. 8) est analogue à la précédente, mais se rapporte à du $CsAlO^2$ chauffé à 502° environ; les accumulations à froid successives ont été au nombre de cinq. On retrouve dans cette courbe les mêmes particularités, quoique avec moins de précision; celle-ci a été, en effet, compromise aussi bien par la distillation du sel que par des écarts de température qui se sont produits, le réglage du four n'ayant pas encore été à point lors des séries 1 et 2.

La série 15 (fig. 7) a encore été semblable à la série 9, mais l'échantillon de sel et la température ont différé. La forme de la courbe obtenue vérifie toujours la règle générale, en ce que la quantité absorbée tend à chaque chauffe vers une limite qui croît proportionnellement à $(1 - e^{-\lambda t})/\lambda$; en effet, pour les trois chauffes consécutives on a eu comme valeurs limites de C : 0,29; 0,28; 0,27[2]. Mais si l'on considère que la température a été la même que dans les séries 13, 14, 16 et 17 (666° environ) et que dans ces dernières on avait eu C = 0,61 à 0,64, on voit qu'on a ici un exemple de la variabilité de C qui se manifeste lorsqu'on passe d'un échantillon de sel à un autre et qui a été mentionnée plus haut. Pour m'assurer que l'écart n'était pas dû à des erreurs[1], j'ai fait encore deux séries (18 et 19) avec deux échantillons nouveaux, à la même température de 666-668°. La série 18 comprend trois expériences indépendantes où les accumulations à froid ont été de 15^h51^m, 3^h59^m, 17^h55^m. Dans chaque expérience je n'ai fait qu'une seule prise, après une chauffe de 1^h à 1^h12. En opérant ainsi, on n'est pas sûr d'avoir atteint l'état de régime et on est exposé à conclure à des valeurs de C trop grandes; toutefois les trois nombres obtenus : 0,51; 0,49; 0,50 montrent que la règle générale est vérifiée d'une façon très approchée, mais que C est encore différent des valeurs qu'on a eues précédemment.

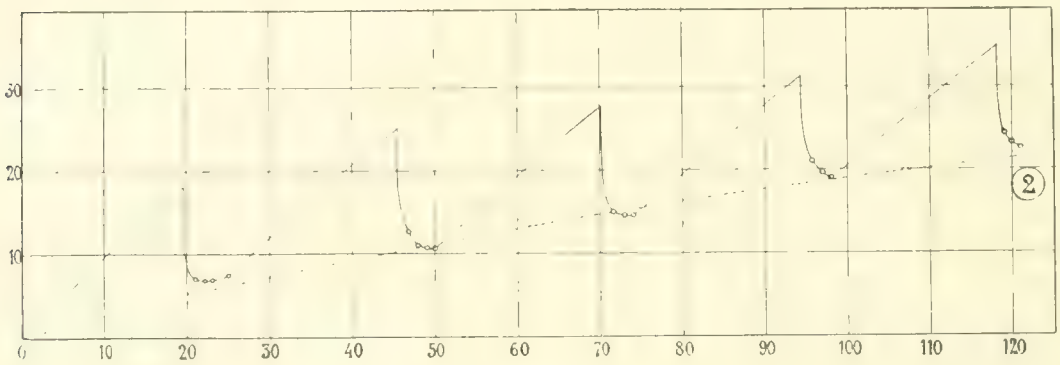


Fig. 8.

La série 19 a consisté en quatre expériences pareilles aux précédentes et une cinquième à temps d'accumulation très long (plus de 95 jours); les valeurs de C ont été 0,47; 0,41; 0,45; 0,37; 0,59; l'avant-dernière étant celle relative à l'accumulation de 95 jours. En tenant compte de l'incertitude inhérente à ces expériences à une seule prise, on peut conclure qu'à l'état de régime on aurait probablement C = 0,37 pour les temps longs et 0,40 pour les temps courts[2] — encore des valeurs particulières à l'échantillon employé.

La cause de ces divergences n'a pu être élucidée jusqu'à présent; toujours est-il que les expériences relatives à un même échantillon semblent bien cohérentes entre

la figure 7 calculées d'après la formule $0,45(1 - e^{-\lambda t})/\lambda$. On peut du reste retrouver la même particularité dans mes anciennes expériences. Ainsi des courbes ont été construites pour un temps de 24 (fig. 4, p. 519 de l'article cité); pour les représenter par la formule $C = 1 - e^{-\lambda t}$, λ, avec t constant, il a fallu prendre $\lambda = 1/7$; d'autre part, une courbe poussée jusqu'à 80 (fig. 5, p. 520) satisfait à la formule $C = 1 - e^{-\lambda t}/\lambda$, mais les premiers points expérimentaux se placent un peu au-dessus de la courbe.

1. Elles avaient été disposées sur le modèle de la série 7, les temps d'accumulation étant respectivement de 5^h7^m, 19^h51^m, $9^h21^m57^m$. A la température de 725° environ, on a obtenu les nombres suivants comme valeurs limites de C : 0,41, 0,48 et 0,36.

2. La courbe pointillée représente $0,27(1 - e^{-\lambda t})/\lambda$.

1. Il ne peut du reste y avoir eu d'erreurs notables dans les mesures de quantités d'émanation ni de pertes accidentelles au moment des prises, car le contrôle de la quantité absorbée à la fin a été aussi bon qu'ailleurs.

2. La valeur trop grande de C dans la première expérience vient probablement de ce qu'on n'était pas encore arrivé à l'état de régime, en effet, j'ai cru observer dans d'autres cas que celui-ci était parfois plus long à s'établir lorsqu'on chauffait un sel pour la première fois. Dans la quatrième expérience la chauffe a duré 15^h28^m et quatre prises ont été faites, de cette façon j'ai pu m'assurer que l'état de régime était atteint à la fin de la chauffe. Lors des deux dernières expériences de légères erreurs ont pu se glisser dans les mesures des quantités d'émanation, par suite du mauvais fonctionnement du compte-secondes employé.

elles, et on voit déjà que les résultats anciens cités au commencement de cet article ont été entièrement confirmés. Dans les conditions les plus variées, on constate toujours que, pour un même état physique ou chimique du sel et pour une température donnée, la quantité absorbée après un temps t est la même, que la température en question ait été établie dès le commencement de l'accumulation ou qu'on ait d'abord accumulé à froid, puis chauffé à cette température pendant un temps convenable.

La quantité absorbée ainsi déterminée croît avec le temps; elle est approximativement égale à $C(1-e^{-\lambda t})/\lambda$, C étant une constante; mais pour des temps t courts (jusqu'à un ou deux jours), la quantité absorbée est un peu plus grande que ne l'exigerait cette formule.

On peut essayer de la façon suivante de se rendre compte de ces phénomènes. Lorsque l'émanation se forme dans l'intérieur du sel, elle est en partie absorbée par celui-ci. Admettons que toute l'émanation n'est pas absorbée avec le même degré de cohésion; ou bien, en faisant usage de représentations moléculaires, que toutes ses molécules ne sont pas accrochées avec la même solidité à celles de la matière absorbante. On peut, par exemple, imaginer que cela vient de la manière dont se fait le choc qui produit l'accrochage; il y a une probabilité déterminée pour que certaines molécules se lient tellement bien qu'il faut élever la température jusqu'à la fusion pour rompre leur cohésion; d'autres, au contraire, sont décrochées à la moindre élévation de température. A chaque intervalle de température compris entre θ $\theta+d\theta$, il correspond un « degré de cohésion » qu'on peut désigner aussi par θ; si η est la quantité d'émanation qui se produit dans le sel par unité de temps, une fraction $\eta.f(\theta)d\theta$ de cette émanation sera liée avec le degré de cohésion θ, c'est-à-dire qu'elle se dégagera aussitôt que la température θ aura été atteinte. Par conséquent, il existe pour chaque température θ une quantité x d'émanation qui ne peut être dégagée à cette température; c'est précisément la somme de toutes les quantités dont le degré de cohésion est supérieur à θ. Quelle que soit la température, pourvu qu'elle ne dépasse pas θ, la quantité x s'accroît par unité de temps de la différence

$$\eta - \eta.\int_{\theta_0}^{\theta} f(\theta)d\theta,$$

le second terme étant la somme des quantités produites dont le degré de cohésion est inférieur à θ[1]. La « quantité indégageable à θ[2] » satisfait donc à l'équation

$$\frac{dx}{dt} = \eta\left[1-\int_{\theta_0}^{\theta} f(\theta)d\theta\right] - \lambda x = C\eta - \lambda x,$$

d'où

$$x = \frac{C\eta}{\lambda}(1-e^{-\lambda t}):$$

x est donc une fonction du temps écoulé depuis le début de l'accumulation; C est identique avec le coefficient que nous avons examiné plus haut, puisque nous avions posé $\eta = 1$[2].

[Reçu le 9 novembre 1909.]

1. θ_0 est la température à laquelle le dégagement d'émanation devient pratiquement nul; cela peut être par exemple la température ordinaire.

2. L'opinion a été émise que l'émanation pouvait être en réalité un corps complexe (Rutherford, *Phil. Mag.* **14** (1909) 550; Debierne, *C. R.* **148** (1909) 1264), dès lors il était naturel de se demander si la chaleur n'opérait pas un triage entre les constituants présumés de l'émanation et si par conséquent la partie indégageable à une température donnée n'avait pas une constante radioactive différente de celle de la partie dégagée à cette même température; j'ai donc suivi la baisse d'activité de plusieurs prises d'émanation faites lors de la série 19, mais je n'ai pu trouver aucune différence de ce genre.

Dissymétries de positions et d'intensités présentées par les composantes magnétiques

polarisées circulairement, des bandes d'absorption d'un cristal uniaxe

(Dissymétries d'intensités de deux natures différentes)

Par Jean BECQUEREL

Muséum d'Histoire Naturelle. Laboratoire de physique].

Avant-propos. — Dans un important mémoire publié dans le dernier numéro du *Radium*[1], M. A. Dufour expose ses recherches sur les dissymétries d'intensités et de positions des composantes magnétiques de quelques raies d'émission.

L'auteur présente, comme un résultat tout à fait nouveau[1], l'existence de dissymétries de positions des *composantes circulaires observées parallèlement aux lignes de force*; il estime que cet effet n'était pas prévu; suivant lui la théorie de Voigt conduirait seulement à une dissymétrie observable perpendiculairement et non parallèlement aux lignes de force, et

1. A. Dufour, *Le Radium*, **6** (1909) 298.

1. *Loc. cit.* 505-506. Voir les conclusions.

les caractères de cette dissymétrie théorique seraient complètement différents de ceux que présentent les dissymétries trouvées expérimentalement.

Pour les deux raisons suivantes, je regrette de ne pouvoir partager l'opinion de M. Dufour.

1° M. W. Voigt, dans son traité de magnéto-optique, donne une théorie très complète des phénomènes observés dans les cristaux et est ainsi logiquement conduit à admettre des accouplements d'électrons (Koppelungen), possédant des périodes de vibration différentes. Partant des cristaux, M. Voigt applique la même idée au cas *plus particulier* des corps isotropes (et par conséquent des vapeurs) et il conclut à l'existence possible de dissymétries de positions et d'intensités, *observables aussi bien suivant les lignes de force (vibrations circulaires) que dans le sens perpendiculaire au champ magnétique*[1].

Il me semble qu'il n'y a vraiment aucun motif de distinguer ces dissymétries prévues par M. Voigt de celles qui ont été observées. M. Dufour, il est vrai, fait en note une courte allusion à ces prévisions, sans cependant noter qu'*il s'agit aussi bien du sens des lignes de force que du sens perpendiculaire au champ*. M. Dufour pense que « cette explication très « générale ne précise pas les caractères que ces dis- « symétries peuvent présenter et ne se prête pas « ainsi à un contrôle expérimental ». Il me paraît, au contraire, après lecture des principaux mémoires relatifs aux dissymétries, *que les types les plus variés ont été observés* et que, par suite, il ne convient guère de reprocher à une théorie d'être assez générale pour les expliquer. Quant à une autre dissymétrie théorique, que M. Dufour rappelle avec plus d'insistance, elle ne doit en aucune façon être confondue avec les précédentes, car elle est d'une toute autre nature. M. Voigt fait d'ailleurs observer qu'elle est très petite et il est bien facile de montrer[1] pourquoi personne n'a réussi à l'observer.

2° Si M. W. Voigt possède la priorité au point de vue de la théorie, la priorité de l'observation de dissymétries de positions et d'intensités *suivant les lignes de force* m'appartient. J'ai, en effet, dans une note publiée aux *Comptes Rendus* le 5 avril dernier, signalé le résultat suivant : « Le *milieu du doublet de la bande* 5222$^{\mu\mu}$,1 (bande d'absorption du xénotime) *est, dans un champ de* 24000 *gauss, déplacée de* 0$^{\mu\mu}$,1 *à* 0$^{\mu\mu}$,2 *du côté violet*[2].

Quant aux dissymétries d'intensités, je les ai déjà étudiées dans plusieurs notes[3].

Sans rien enlever à l'intérêt des belles expériences de M. Dufour, qui apportent une contribution très importante à l'étude des dissymétries, on doit donc dire qu'elles constituent seulement l'extension au cas de l'émission par les vapeurs, d'un effet que M. Voigt

1. Voigt, *Magnetooptik*, p. 258 § 149. *Koppelungen zwischen zwei Elektronen verschiedener Art bei isotropen Medien.* « . . . Hieraus gewinnt man in der § 195 angewandten Weise leicht für die Brechungsindizes n_+, n_- der beiden zirkularen Wellen, die längs der Kraftlinien fortschreiten

$$n_+^2 - n_-^2 = 4\pi N e^2 \frac{p_1^2 - p_2^2 + 2\nu q - q_0}{p_1^2 - 2\nu q - p_2^2 - q - \nu^2 q^2 + q^2}$$

. . . Die Zusatzglieder νq, die für die beiden ζ Wellen mit *entgegengesetzten* Vorzeichen auftreten, enthalten die im III Kapitel allein behandelten Wirkungen des Magnetfeldes, sie deuten also die *symmetrische* Verlegung der Absorptionsstreifen an, die zu den *Zeemanschen* normalen Duplets führte.

Einen verbindet sich jetzt die Wirkung des Gliedes q_0, das für beide Wellen das *gleiche* Vorzeichen hat, also nach dem Inhalt von § 159 u. 1. eine *gemeinsame* Verschiebung der beiden Komponenten einer Absorptionslinie ausdrückt. Diese Verschiebung findet für die beiden durch Koppelungen verbundenen Linien im Sinne einer gegenseitigen Abstoßung statt...

Da die normal zu den Kraftlinien fortgepflanzte und ebenso schwingende « Welle merklich dieselben Absorptionsstreifen hat, wie die beiden ζ Wellen zusammen, so gilt das erhaltene Resultat auch für diese.

Nimmt man zu den vorstehend allein behandelten Koppelungen *erster* Art noch die durch den Parameter q_0 ausgedrückte Koppelung *zweiter* Art hinzu, so ändert sich das vorstehend geschilderte Resultat insbesondere dadurch, das sich der Dissymmetrie der *Lage* eine der *Intensitäten* zugesellt... »

1. La dissymétrie de positions, indépendante du champ, est égale à $\frac{1}{2}\frac{\varepsilon\lambda_0}{n}$, λ_0 étant la longueur d'onde de la raie considérée, n une valeur moyenne de l'indice de réfraction et ε la constante diélectrique de la raie. Cette constante ε est égale à $\frac{4\pi N e^2 d_0^2}{m}$ en désignant par e et m la charge électrostatique et la masse d'un électron, par N le nombre moyen des électrons vibrant simultanément dans l'unité de volume et par $2\pi d_0$ la période de la raie.

Les expériences et les mesures de M. Hallo et celles de M. Geest, relatives à la polarisation rotatoire magnétique et à la biréfringence magnétique dans le voisinage des raies D du sodium, ont montré que les constantes diélectriques de ces raies sont de l'ordre de grandeur de 10^{-7}. M. R. W. Wood a confirmé ces résultats, et M. H. Geiger a obtenu des conclusions analogues avec diverses raies de sodium, du potassium et du lithium. D'autre part, dans les cristaux de terres rares, la mesure de la dispersion anomale tout à fait indépendante des effets magnéto-optiques, m'a donné aussi pour les ε de diverses bandes des chiffres de l'ordre de 10^{-7}. On a pu conclure de tous ces résultats que le nombre N des électrons vibrants est petit par rapport au nombre total des molécules, c'est-à-dire que les molécules ne participent pas toutes en même temps, soit à l'émission, soit à l'absorption.

La dissymétrie dont il est question est donc, en général, de l'ordre de grandeur de $\lambda_0/10^{-7}$, c'est-à-dire de *quelques dix millièmes d'angström* : elle n'a pas pu être observée parce qu'elle est extrêmement petite par elle même et aussi par rapport à la largeur des raies.

M. Zeeman a présenté le même résultat sous une autre forme (*Acad. Amsterdam*, 27 mars 1908), il a mesuré les dissymétries de la raie 5791 du mercure, et a montré que l'application des formules donnerait un nombre d'électrons N du même ordre de grandeur que le nombre des atomes de mercure. M. Zeeman fait remarquer que cette conclusion serait en contradiction avec les résultats obtenus par MM. Hallo et Geest pour le sodium et ceux auxquels j'ai été conduit pour les cristaux.

M. Voigt considère comme peu vraisemblable le chiffre très élevé qu'on obtiendrait de la sorte pour l'absorption de la vapeur de mercure ; c'est pour cette raison et aussi pour expliquer les dissymétries de sens inverse qu'il a cherché une toute autre interprétation des dissymétries observées.

2. La première publication de M. Dufour sur les dissymétries observées longitudinalement date du 14 juin 1909.

3. *Le Radium*, 4 (1907) 54, 5, 9 janvier 1908 ; p. 256, août 1908. *Phil. Mag.*, juillet 1908, p. 155.

avait prévu et que j'avais observé pour l'absorption dans un cristal. Ces rectifications et revendications de priorité étant faites, autant pour M. Voigt que pour moi-même, nous abordons l'étude des dissymétries que présentent les composantes magnétiques des bandes de cristaux.

Dissymétries de positions.

On sait que de nombreuses bandes de cristaux uniaxes se décomposent en un quadruplet sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à l'axe optique. Ces quadruplets, examinés avec un analyseur bi-circulaire dans le sens des lignes de force, se montrent formés de deux doublets polarisés circulairement en des sens opposés, présentant, l'un le phénomène de Zeeman de sens positif, l'autre le phénomène négatif[1]. Les deux doublets, désignés par doublet principal (le plus intense) et doublet secondaire, sont en général d'intensités très inégales.

On a vu que le milieu du doublet secondaire est souvent décalé par rapport au doublet principal. Ce fait paraissant révéler une dissymétrie de position de l'un au moins des doublets par rapport à la bande primitive, j'ai aussitôt été conduit à examiner les positions des composantes par rapport à la bande initiale, et j'ai observé, comme il a été rappelé plus haut, la dissymétrie de positions du doublet principal de la bande 5221. J'ai alors entrepris un examen plus approfondi des dissymétries.

Les lecteurs du *Radium* connaissent le dispositif employé au laboratoire de physique du Muséum, pour observer les spectres des cristaux aux très basses températures, et étudier leurs modifications sous l'influence d'un champ magnétique[2].

Pour rechercher les dissymétries de positions, dans le phénomène longitudinal, j'ai juxtapoé sur un même cliché le spectre d'absorption sans champ magnétique et, soit les spectres contigus de deux vibrations circulaires inverses obtenus avec un analyseur circulaire, soit simplement le spectre des composantes magnétiques, sans aucun analyseur. Dans ce dernier cas, les composantes faibles du doublet secondaire ne troublent presque jamais l'observation du doublet principal; en effet, souvent les deux doublets sont nettement séparés par un champ intense, et en général les composantes secondaires sont tellement faibles que la suppression de l'analyseur circulaire les rend presque imperceptibles et incapables de causer une erreur appréciable sur la position des composantes principales, même si elles sont incomplètement séparées de ces dernières.

La juxtaposition de plusieurs spectres sur un même cliché s'obtient en projetant l'image de la lame cristalline à diverses hauteurs de la fente, sans déplacer aucune partie du spectrographe pendant l'opération.

1. Jean Becquerel, *C. R.*, **148** 5 avril 1909, p. 915.
2. *Le Radium*, t. **4**, p. 49 et p. 551, t. **5**, p. 7 et p. 227.

Diverses raies fines de l'arc employé comme source de lumière servent de repères et permettent de vérifier qu'il ne s'est produit aucun décalage entre les divers spectres juxtaposés.

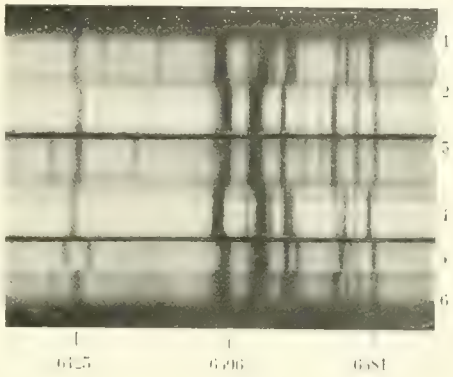


Fig. 1.

Spectres 1 et 2 : juxtaposition des spectres de 2 vibrations circulaires de sens contraires dans un champ de 54 900 gauss.
Spectres 3 et 4 : vibrations circulaires avec champ de sens opposé au champ employé pour 1 et 2.
Spectres 5 et 6 : juxtaposition des spectres sans champ magnétique (5) et avec champ de 54 900 sans interposition d'un analyseur.
Dissymétries des bandes 6425, 6506, 6581.

On constate ainsi que, pour de nombreuses bandes, la position primitive n'est pas un axe de symétrie des composantes magnétiques (voir les figures ci-jointes).

On peut être certain de l'existence des dissymétries par ce fait qu'on trouve des bandes voisines (par exemple 5221 et 5226 du xénotime) pour lesquelles les dissymétries, bien visibles, ne sont pas dans le même sens et par conséquent ne peuvent être produites par une même cause d'erreur. Quelques dissymétries sont d'ailleurs assez fortes et l'observation semble bien moins difficile que dans les délicates expériences de M. Dufour sur les spectres d'émission des vapeurs.

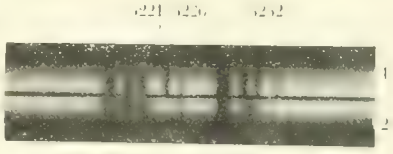


Fig. 2.

Juxtaposition du spectre sans champ magnétique (1) et du spectre dans un champ de 54 900 gauss (2).
Dissymétries des bandes 5221, 5226, 5252.

Les champs magnétiques que j'ai pu réaliser au Muséum n'ont pas dépassé 25 000 gauss, mais M. Pierre Weiss a eu l'amabilité de mettre à ma disposition le gros électro-aimant qu'il a fait construire et installer au Polytechnicum de Zurich ; j'ai pu ainsi étudier les dissymétries avec des moyens plus puissants.

M. Pierre Weiss avait monté dans son laboratoire un spectrographe à réseau plan de Rowland et objectif de 1m,60 de distance focale, fonctionnant par autocollimation. Les lames cristallines étaient disposées dans un tube de Dewar possédant une partie étroite de 4mm de diamètre extérieur. Les pôles tronconiques de l'aimant, ayant une surface frontale de 1cm et

percés de trous de $1^{mm},5$ dans l'axe, étaient aussi rapprochés que possible des parois du tube à air liquide[1].

Les résultats obtenus grâce au concours de M. Pierre Weiss sont les suivants :

Sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à l'axe optique et au faisceau lumineux, la plupart des bandes du *xénotime* présentent une dissymétrie de position, le milieu du doublet principal et le milieu du doublet secondaire étant tous deux décalés par rapport à la bande primitive. Les décalages peuvent avoir lieu, suivant les bandes considérées, dans les deux sens possibles, et les deux doublets, principal et secondaire, ont souvent des dissymétries différentes.

Afin d'indiquer l'ordre de grandeur des dissymétries, j'ai effectué des mesures pour les doublets principaux de quelques bandes particulièrement remarquables du xénotime. Les chiffres du tableau ci-dessous résultent, pour chaque bande, d'une moyenne de 40 mesures prises sur deux ou trois clichés différents (qui donnaient d'ailleurs des résultats bien comparables). Les observations ont été faites à la température de l'air liquide, condition indispensable pour avoir des bandes suffisamment nettes et fines.

λ en U. A	$\Delta\nu_v - \Delta\nu_r$	$\Delta\nu_v + \Delta\nu_r$
5221	+ 0,2 à 0,5	7,7
5226	− 0,5 à 0,4	5,7
5252	0,55 à 0,4	4,2
5452	+ 0,5	0,8
6425	+ 1,2	11,5
6506	+ 2	5,9
6565	− 0,5 à 0,5	6,6
6581	− 0,1 à 0,2	2,8

$\Delta\nu_v$ et $\Delta\nu_r$ représentent en unités d'angström les valeurs absolues des distances de la bande primitive à ses composantes côté violet et côté rouge.

Pour tous les clichés, le champ employé était de 54 900 gauss (mesure faite par M. Pierre Weiss).

Ainsi qu'on peut le voir, la grandeur des dissymétries est très variable suivant les bandes. Quelques-unes de ces dissymétries sont considérables, eu égard à l'écartement du doublet.

J'ai voulu rechercher la loi de variation de la dissymétrie de positions en fonction du champ. Malheureusement dans les champs moyens (15 000 à 20 000 gauss), bien que le phénomène soit encore nettement visible, l'erreur commise sur la quantité à mesurer est une fraction trop importante de cette quantité pour qu'on puisse donner des chiffres suffisamment approchés. Toutefois, la dissymétrie croît rapidement quand le champ augmente; il paraît bien probable qu'elle est proportionnelle au carré de l'intensité du champ comme le prévoit la théorie de Voigt[1].

1. L'air liquide m'a été aimablement procuré à Zurich par M. le professeur Werner.

II. — *Dissymétries d'intensités.*

Dans l'observation des dissymétries d'intensités, il se présente une cause d'erreur sur laquelle M. Zeeman a attiré l'attention[2] et qu'il importe d'éviter tout d'abord.

Il s'agit de l'influence polarisante du réseau qui réfléchit inégalement les vibrations parallèles et les vibrations normales aux traits. Comme, après avoir traversé l'analyseur bi-circulaire, les vibrations qui pénètrent dans le spectroscope sont l'une horizontale, l'autre verticale, il peut se manifester, surtout sous certaines incidences, des dissymétries apparentes, mais non réelles, entre les bandes des deux spectres juxtaposés.

Plusieurs moyens permettent de remédier à cet inconvénient.

1° Lorsqu'on se propose de savoir si une dissymétrie est bien réelle, il suffit de voir si elle a lieu dans le même sens, quel que soit le sens du champ magnétique. En effet, en inversant le champ, on fait passer les composantes d'un spectre à l'autre.

2° M. Zeeman a employé un procédé qui supprime l'influence du réseau; il oriente les vibrations à 45° de la direction des traits du réseau, au moyen d'une plaque de quartz taillée normalement à l'axe, et d'épaisseur convenablement calculée pour la région du spectre étudiée.

3° On peut encore supprimer l'analyseur et observer simplement l'ensemble des composantes dans un seul et même spectre. Comme ces composantes sont polarisées circulairement, le réseau n'altère pas leurs intensités relatives.

4° Enfin, si l'on observe le pouvoir rotatoire magnétique auprès des composantes par la méthode des franges, qui dessinent dans le spectre la courbe de dispersion rotatoire, l'*inégalité des deux maxima de rotation permet de mesurer la dissymétrie d'intensité des composantes*[3].

Les précautions nécessaires ayant été prises pour écarter la cause d'erreur due à l'influence polarisante du réseau, les résultats obtenus sont les suivants :

J'ai déjà montré précédemment[4] que les deux composantes d'un doublet magnétique (principal ou secondaire), correspondant à l'absorption de vibrations circulaires de sens contraire, ont très souvent dans les cristaux des intensités différentes. On sait que, si l'on abaisse progressivement la température dans un champ magnétique constant, on observe que

1. W. Voigt, *Magnetooptik*, § 149 p. 260.
2. P. Zeeman, *Archives Néerlandaises*, II, 13-260.
3. Jean Becquerel, *Phil Mag* (juillet 1908), p. 155.
Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes, *Le Radium*, 5 (1908), p. 227, § 11 (voir les figures).
4. *Le Radium* 5 (1908), 5-22. *C. R.*, 198 (1909) 915.

les dissymétries, dont le sens est tel que la composante accélérée (côté violet) soit la plus intense, deviennent de plus en plus prononcées, alors qu'au contraire les dissymétries de sens inverse s'atténuent, *s'annulent, ou changent de sens, puis augmentent.*

On peut ainsi donner comme règle que, dans les cristaux de terres rares, *à une température suffisamment basse, la composante accélérée est plus intense que la composante retardée.*

Ainsi les 81 bandes visibles dans le spectre du *xénotime* à — 259° (hydrogène solide) possèdent toutes une dissymétrie d'intensités et trois seulement font exception à la règle précédente. L'une de ces trois bandes (5279,4) a d'ailleurs, à — 259°, une dissymétrie moins grande qu'à — 190° et il est probable que le sens de l'effet serait inversé si l'on abaissait la température de quelques degrés.

Pour la *tysonite*, le nombre des bandes visibles est 60, il existe à — 259° 15 dissymétries conformes à la règle et une seule exception. Avec la *parisite*, on observe 22 bandes, dont 8 dissymétriques à — 259°, toutes dans le sens de la règle. Enfin, sur les 6 bandes de l'*apatite*, 5 sont dissymétriques à — 259°, et il n'y a pas d'exception à la règle.

Il est donc évident que les variations de température jouent un rôle capital dans les effets de dissymétries d'intensités, car, à la température ordinaire, ces dissymétries sont moins nombreuses et bien moins prononcées qu'aux basses températures, et sont à peu près aussi fréquentes dans un sens que dans l'autre.

Nous avons, M. Kamerlingh Onnes et moi, donné une interprétation de la dissymétrie, toujours de même sens, qui se produit aux basses températures, mais l'existence, à des températures plus élevées, de dissymétries en deux sens opposés restait inexpliquée.

L'existence des dissymétries de positions m'a fait penser à une liaison possible entre ces dernières et certaines dissymétries d'intensités. Les remarques suivantes, faites sur les clichés obtenus à Leyde en collaboration avec M. Kamerlingh Onnes, et sur ceux que j'ai rapportés de Zurich, viennent à l'appui de cette manière de voir.

1° Dans les deux groupes de bandes du xénotime (vert et rouge) que j'ai étudiés en détail, *toutes les bandes pour lesquelles, à une certaine température (soit 20°, soit — 190°), la composante retardée est la plus intense, possèdent une dissymétrie de positions telle que cette composante retardée soit la moins écartée de la bande primitive.*

2° Toutes les bandes pour lesquelles la composante accélérée est la moins déplacée ont leur dissymétrie d'intensités considérablement augmentée par un abaissement de température ainsi que par un accroissement d'intensité du champ magnétique.

3° Au contraire, lorsque la composante retardée est la moins déplacée, on peut parfois produire la dissymétrie d'intensités *dans un sens ou dans l'autre suivant les valeurs du champ et de la température.*

Un exemple remarquable de cet effet est fourni par la bande 5221 du xénotime : à 20° cette bande possède une dissymétrie déjà visible dans des champs d'intensité moyenne (10 000 gauss) et telle que la composante retardée soit la plus forte. Au contraire, à — 190° la dissymétrie est de sens inverse (composante accélérée la plus forte), tant que le champ est inférieur à 20 000 gauss, mais *si le champ augmente, une inversion du sens se produit*, et pour 35 000 gauss la composante retardée est nettement la plus intense. Enfin à -259°, jusqu'à 20 000 gauss (limite supérieure des champs qui ont été réalisés dans les expériences de Leyde), la dissymétrie d'intensités est notablement plus grande qu'à -190°, et comme nous l'avons vu plus haut, à ces basses températures, c'est toujours la composante accélérée qui est la plus forte.

Ainsi avec la bande 5221, pour certaines valeurs du champ, on inverse la dissymétrie par un changement de température, et, pour certaines températures, on produit le même effet par une variation du champ.

Voici une interprétation qui rend très bien compte de ces effets. On peut supposer qu'il existe *deux sortes de dissymétries d'intensités* :

1° Une dissymétrie que nous appellerons de première espèce, et qui est liée à la dissymétrie de positions. Dans les groupes étudiés du xénotime, elle se produit dans le sens d'un renforcement de la composante la moins déplacée.

2° Une dissymétrie de deuxième espèce qui consiste toujours en un renforcement de la composante accélérée, et qui augmente rapidement quand la température s'abaisse et devient considérable aux très basses températures.

Les dissymétries de l'une et de l'autre espèce augmentent quand le champ croît. Si elles ont le même sens, elles donnent un effet qui augmente toujours quand le champ devient plus intense ou quand la température s'abaisse (voir plus haut, observation N° 2).

Si les dissymétries ont des sens contraires, l'une ou l'autre peut prédominer ; à la température de l'hydrogène liquide, c'est en général la dissymétrie de deuxième espèce qui est la plus forte ; il peut aussi en être de même à une température moins basse dans les champs faibles (bande 5221 du xénotime à -190°) mais, si l'on augmente le champ, la dissymétrie de première espèce croît plus rapidement que celle de deuxième espèce et la surpasse (inversion de la dissymétrie de la bande 5221 du xénotime à -190° pour un champ voisin de 20 000 gauss). Enfin, à des températures plus élevées, on remarque seulement

les effets de la dissymétrie de première espèce (5221 du xénotime à 20°).

M. W. Voigt[1], pour expliquer les dissymétries que j'avais observées (celles que j'appelle aujourd'hui dissymétries de deuxième espèce), a émis l'hypothèse d'un pouvoir rotatoire naturel des cristaux, mais j'ai fait l'année dernière de longues recherches à ce sujet, et je n'ai réussi à mettre en évidence pour le xénotime, la tysonite, la parisite, aucun pouvoir rotatoire, ni aucune inégalité d'absorption de deux vibrations circulaires inverses, lorsque ces cristaux ne sont pas soumis au champ magnétique. Si ces effets existent, ils sont donc très faibles en comparaison du phénomène en question.

Dans ces conditions, il ne me semble pas qu'on puisse expliquer dans cette voie l'*apparition* de dissymétries considérables, sous l'influence du champ, *leurs variations en fonction de la température et de l'intensité du champ*, ni surtout l'ensemble des faits qui viennent d'être décrits.

Il paraît plus conforme aux observations de reprendre, pour les dissymétries de deuxième espèce, l'hypothèse d'après laquelle le changement de période imposé par le champ produirait une variation de stabilité des systèmes vibrants (Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes)[2]. Il est en effet aisé de concevoir que l'action du champ, lorsqu'elle augmente la fréquence, donne plus de stabilité aux trajectoires des électrons, car elle équivaut à un accroissement de la force quasi-élastique. C'est, si je ne me trompe, cette même idée qui, dans un tout autre ordre de phénomènes, a permis à M. Righi de donner une explication de la formation des rayons magnéto-cathodiques.

Les résultats et interprétations qui viennent d'être exposés s'appliquent exclusivement aux cristaux que j'ai étudiés. Toutefois, au sujet des vapeurs, je remarque que MM. Zeeman, Jack, Moore, Dufour, ont observé l'existence de dissymétries d'intensités accompagnant les dissymétries de positions.

Je pense que ces dissymétries d'intensités sont, en général, de même nature que celles que j'ai appelées de première espèce. Mais, d'autre part, dans les vapeurs, il se manifeste des dissymétries d'intensités pour lesquelles la composante retardée est la plus intense et qui ne paraissent pas accompagnées de dissymétries de positions (Moore, Dufour).

Il se peut aussi, bien que ce cas ne se soit pas encore présenté dans les cristaux, que la dissymétrie de première espèce n'ait pas toujours le sens que j'ai observé et que la composante la plus écartée soit parfois la plus intense.

Pour les vapeurs les faits paraissent donc plus complexes que ceux qui ont été observés jusqu'à présent avec les cristaux.

Le parallélisme entre les résultats obtenus pour l'absorption des cristaux à température plus ou moins basse, et pour l'émission des vapeurs incandescentes (M. Dufour), donne à tous ces effets un caractère de grande généralité qui accroît leur importance.

Ainsi que l'a fait remarquer M. Dufour, l'observation, *dans le sens des lignes de force*, de dissymétries, soit de positions, soit d'intensités, est un point capital.

Ce phénomène, dont l'existence est maintenant hors de doute, mérite d'être encore approfondi, car les détails des effets obtenus dans les décompositions magnétiques permettront de s'orienter au milieu des diverses explications du phénomène de Zeeman et de poursuivre les interprétations les plus fécondes.

Je ne voudrais pas terminer sans adresser à M. Pierre Weiss mes plus vifs remerciements, pour avoir bien voulu m'apporter son précieux concours, et pour avoir mis à ma disposition son électro-aimant et les ressources de son laboratoire.

[Reçu le 6 novembre 1909.]

1. W. Voigt, *Akad. Amsterdam*, Novembre 1908.
2. *Akad. Amsterdam*, Février 1908. *Le Radium*, 5, 258, § 15.

Le corps noir et son rayonnement

Par M. MOULIN

Conférence faite à la Société Française de Chimie Physique[1].

1. — La propriété que possèdent les corps d'émettre de l'énergie sous forme de radiations électromagnétiques, lorsqu'ils sont chauffés, ou d'absorber les radiations extérieures, varie extrêmement avec leur nature et avec la longueur d'onde du rayonnement.

Cependant une loi générale s'est immédiatement dégagée des premières expériences : ce sont les corps les plus absorbants qui émettent le plus d'énergie lorsqu'ils sont chauffés. Ceci est facile à vérifier dans les cas des radiations lumineuses. Si, sur une lame de porcelaine émaillée, on dépose une goutte d'une solution de nitrate de cobalt, cette goutte laisse, après avoir été évaporée et chauffée, une tache noire

1. Séance du 10 Novembre 1909.

d'oxyde. Cette lame, chauffée dans la flamme d'un grand bec Méker, conserve son aspect primitif si elle est fortement éclairée, mais, si l'on fait l'obscurité, la tache noire devient beaucoup plus brillante que les parties voisines. Si la tache absorbe la lumière que l'on y fait tomber, c'est elle cependant qui émet le plus et, de cette émission plus intense, il doit résulter un refroidissement plus prononcé. Ce refroidissement peut s'observer facilement si l'on emploie, au lieu de porcelaine, une lame de platine mince chauffée par un courant ; la tache d'oxyde de cobalt est encore plus brillante, et la région correspondante de la lame est cependant plus froide que le reste, comme on peut facilement le constater en remarquant que, au dos, elle est plus sombre que les régions voisines.

Les corps *parfaitement noirs* pour toutes les longueurs d'onde doivent émettre plus que tout autre. Malheureusement, il n'existe pas de corps parfaitement noirs pour tout le spectre et, pour étudier leur rayonnement, il a fallu tourner la difficulté.

2. — C'est Kirchhoff qui, le premier, a fait remarquer qu'il n'y a rien de plus noir qu'un trou quand il n'est pas éclairé par derrière, et qu'une petite ouverture, percée dans la paroi d'une boîte opaque fermée, doit agir, au point de vue de l'absorption, comme une surface parfaitement noire pour toute longueur d'onde. Sauf le cas très particulier et d'ailleurs irréalisable, où la paroi intérieure de la boîte serait parfaitement réfléchissante, un faisceau de rayons qui a passé par l'ouverture se diffusera ou se réfléchira en partie sur le fond, reviendra vers les parois où il se diffusera ou se réfléchira de nouveau en partie, et ainsi de suite ; son intensité diminuant en progression géométrique, toute l'énergie qu'il transporte finira par être absorbée. Il est nécessaire, naturellement, que le fond de la boîte n'agisse pas comme un miroir qui renverrait les rayons juste dans l'ouverture ; si le fond est réfléchissant, il faut l'incliner ; s'il diffuse parfaitement, cette précaution est inutile.

En réalité, il sort nécessairement une petite fraction de l'énergie par l'ouverture ; il est évident, en effet, que si l'on envoie un rayon lumineux à l'intérieur de la boîte, à travers l'ouverture, on pourra, en plaçant l'œil près de cette ouverture, distinguer les parois qui sont éclairées, mais l'énergie qui sort ainsi est extrêmement faible par rapport à l'énergie qui est diffusée dans toutes les directions, et l'on pourra la rendre aussi petite qu'on voudra en diminuant les dimensions de l'ouverture par rapport à celles de la boîte.

A condition que la température de ses parois soit uniforme, l'ouverture de cette enceinte presque fermée fonctionnera toujours comme corps noir *quelle que soit sa température*. Même si elle est portée au rouge blanc, elle absorbera intégralement toutes les radiations qu'elle reçoit, et il n'en sortira que son rayonnement propre, comme cela avait lieu tout à l'heure pour les radiations lumineuses, avec la tache d'oxyde de cobalt[1]. Nous allons voir que *le rayonnement propre d'une telle enceinte (le rayonnement du corps noir) est indépendant de sa forme, de la nature de ses parois et des corps qu'elle peut contenir à son intérieur.*

Le rayonnement du corps noir.

3. Supposons que nous prenions deux enceintes *isothermes*, 1 et 2, de forme quelconque[2], dont les parois peuvent être constituées de substances quelconques, et qui peuvent d'ailleurs contenir à leur intérieur différents corps transparents ou non. Ces enceintes, pouvant être chauffées électriquement[3], sont supposées recouvertes à l'extérieur d'un calorifuge parfait, de sorte qu'elles ne peuvent rayonner ou recevoir de l'énergie de l'extérieur que par une petite ouverture percée dans la double paroi supposée infiniment mince à cet endroit. Si nous plaçons ces deux enceintes l'une en face de l'autre, de manière que leurs ouvertures, de même surface, coïncident (fig. 1), elles ne pourront échanger d'énergie que par ces ouvertures et, d'après le principe de Carnot, cet échange d'énergie ne pourra avoir lieu au total que du corps le plus chaud vers le corps le plus froid. Si l'enceinte 1 est à une température T et l'enceinte 2 à une température infiniment peu supérieure $T + dT$, il doit y avoir, au total, passage d'énergie de 2 vers 1, et si E_1 et E_2 représentent l'énergie qui sort par cm² et par seconde, de l'ouverture des deux enceintes, on peut affirmer que

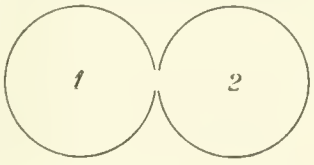


Fig. 1.

$$E_{1\,T} > E_{2\,T+dT}.$$

L'inverse doit se produire :

$$E_{1\,T+dT} > E_{2\,T}$$

si l'enceinte 1 est à la température $T + dT$ et l'enceinte 2 à la température T. Pour que l'inversion puisse avoir lieu pour une variation infiniment petite de la température de l'une des deux enceintes, il est nécessaire que, lorsqu'elles ont même température, l'échange d'énergie soit nul au total et que

$$E_{1\,T} = E_{2\,T} = E.$$

1. Il est assez gênant, si l'on n'est pas prévenu, d'appeler encore corps noir une telle enceinte qui est portée au rouge blanc. M. Ch.-Ed. Guillaume a proposé de l'appeler radiateur intégral. On peut remarquer cependant qu'en éclairant fortement l'ouverture, à l'aide d'une source à température plus élevée, elle semblera noire par rapport à une surface blanche.

2. C'est par suite d'une erreur du dessinateur que la figure les représente sphériques. N. D. T.

3. La source d'électricité peut être supposée placée entre la paroi et l'enveloppe calorifuge.

On peut d'ailleurs modifier la forme de l'une des enceintes sans que le rayonnement de l'autre se modifie, et l'on voit que *le rayonnement qui sort par l'ouverture d'une enceinte isotherme ne dépend que de la température*[1].

4. — *Répartition du rayonnement à l'intérieur d'une enceinte isotherme fermée.* — Si les deux enceintes en question sont à la même température, nous ne changerons rien en rapprochant indéfiniment les parties de leur paroi qui sont en regard, pour former une seule enceinte avec, à l'intérieur, une cloison percée d'un trou (fig. 2). A travers ce trou, quelles que soient d'ailleurs ses dimensions par rapport à sa distance à la paroi opposée, il passera toujours une énergie nulle au total.

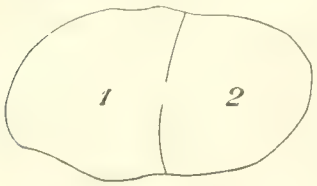


Fig. 2

Supposons d'abord que le milieu intérieur à l'enceinte soit homogène et isotrope. En déplaçant la paroi à l'intérieur de l'enceinte, on ne modifiera que la forme des deux parties de l'enceinte et l'énergie qu'elles échangent par seconde et par cm² à travers l'ouverture sera toujours égale à E, quelles que soient sa position et sa direction. Ceci restera vrai au voisinage immédiat des parois : chaque élément de surface des parois renvoie, au total, une énergie égale à celle qu'il reçoit. Il en est de même pour la cloison que l'on peut supprimer sans modifier la répartition du rayonnement intérieur. On voit donc que, *à l'intérieur d'une enceinte fermée isotherme, et qui contient un milieu homogène et isotrope, l'énergie rayonnante est la même en tout point et qu'elle est uniformément répartie dans toutes les directions*[2].

5. — Si le milieu n'est pas isotrope, les raisonnements précédents ne s'appliquent plus qu'en partie; les deux parties de l'enceinte échangent toujours la même énergie rayonnante, mais, si l'on modifie l'orientation de la surface par rapport aux axes de symétrie du milieu, la valeur de cette énergie peut changer. Il s'ensuit que, dans un milieu homogène mais anisotrope, l'énergie qui passe en un point, dans une direction déterminée, est uniformément distribuée dans l'espace, mais elle n'est plus indépendante de la direction. Nous nous bornerons dans ce qui suit à l'étude des milieux isotropes.

6. — *Si, maintenant, l'enceinte contient plusieurs milieux (transparents ou non), tout ce qui précède s'applique dans ces différents milieux jusqu'aux parois de l'enceinte et jusqu'aux surfaces de séparation*, mais il est facile de voir que, si l'on passe d'un milieu dans un autre, l'énergie rayonnante peut varier. Nous verrons qu'elle dépend, en effet, du carré de l'indice de réfraction du milieu.

7. *La loi de Lambert.* — Au lieu de faire intervenir l'énergie totale E qui traverse un élément de surface (dans l'angle solide 2π), on peut considérer l'énergie qui passe en un point dans une direction déterminée. Si e est l'énergie qui passe par unité d'angle solide à travers l'unité de surface normale à la direction considérée[1], il passera, dans un angle solide $d\omega$ à travers un élément de surface ds' normal à sa direction, une énergie

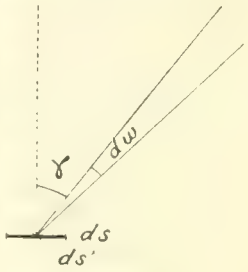


Fig. 3

$$e\, ds'.\, d\omega$$

et, comme l'énergie est uniformément répartie dans toutes les directions, il passera, à travers un élément de surface ds dont la normale fait un angle γ avec la direction considérée, une énergie

$$e\, ds\, d\omega \cos\gamma.$$

C'est la loi de Lambert qu'en optique on écrit souvent sous une forme un peu différente mais équivalente.

e est lié à E d'une manière simple. A travers l'unité de surface, il passe, dans l'angle solide $d\omega$, une énergie

$$dE = e \cos\gamma\, d\omega.$$

Exprimant ω en fonction de γ et intégrant de $\gamma = 0$ à $\gamma = \frac{\pi}{2}$, on obtient

$$E = \pi e.$$

8. — *Densité de l'énergie dans une enceinte fermée isotherme.* — Par suite de la présence d'un rayonnement qui le traverse en toutes directions, le milieu intérieur à l'enceinte contient, par unité de volume, une certaine énergie électromagnétique U, constante et qu'il est facile d'évaluer.

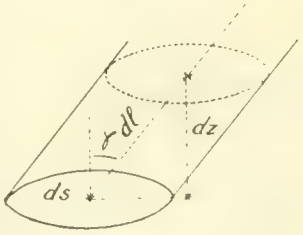


Fig. 4

Cherchons l'énergie présente dans un élément de volume dv, qui est transportée par des rayons dont

1. Il s'agit ici du rayonnement qui s'établit en *régime stationnaire*.

2. Ceci n'est pratiquement vrai si la paroi est percée d'une très petite ouverture à travers laquelle l'enceinte rayonne vers des corps plus froids, soit du voisinage immédiat de cette ouverture.

1. Dans le cas particulier où l'élément ds fait partie de l'ouverture d'une enceinte isotherme, e est l'éclat de cette ouverture.

la direction moyenne fait un angle γ avec la normale à l'élément ds (fig. 4). Si V est la vitesse de la lumière, l'énergie qui passe par seconde est, à un instant donné, répartie sur une longueur V, de sorte que, sur une longueur dl, l'énergie est proportionnelle à $\frac{dl}{V}$. L'énergie contenue dans l'élément de volume $ds\,dz$, et qui est transportée par les rayons contenus dans l'angle solide $d\omega$ dont la direction est voisine de γ, est, d'après la loi de Lambert :

$$e\,d\omega\,ds\cos\gamma\,\frac{dl}{V}$$

ou

$$\frac{e}{V}\,d\omega.\,dv,$$

puisque

$$dz = dl\cos\gamma.$$

Par unité de volume, l'énergie qui correspond à des rayons contenus dans l'angle solide $d\omega$ est donc

$$\frac{e}{V}\,d\omega.$$

La densité U de l'énergie en un point, c'est-à-dire l'énergie présente par unité de volume et qui correspond aux rayons qui passent en ce point dans toutes les directions, s'obtiendra en intégrant l'expression qui précède pour tout l'espace enveloppant le point, c'est-à-dire de $O = 4\pi$ et l'on aura

$$U = \frac{4\pi e}{V} = \frac{4E}{V}.$$

9. — *La loi de Stefan.* — L'énergie E (ou la densité de l'énergie U) ne dépend, comme nous l'avons vu, que de la température et de la nature du milieu. *Dans le vide, elle est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue* :

$$E = \sigma T^4.$$

Cette importante relation, découverte par Stefan[1] a été démontrée par M. Boltzmann à l'aide d'un raisonnement thermodynamique très simple.

L'énergie interne de rayonnement dans une enceinte de volume v est égale à Uv et elle est fonction de la température. Si l'enceinte est vide[2], on peut augmenter le volume sans changer la densité de l'énergie, et si le volume varie de dv, la température restant constante, l'énergie interne varie de $U dv$. D'autre part, la pression qu'exerce la radiation sur les parois et qui est égale à $\frac{U}{3}$, produit, lors de la détente, un travail $d\tau = \frac{U}{3}dv$. Si, maintenant, à volume constant, la température varie de dT, l'énergie interne varie de $v\frac{dU}{dT}dT$. Toutes ces variations sont réversibles.

La quantité de chaleur dQ qu'il faudra fournir pour produire une variation de température dT et une variation de volume dv sera telle que

$$dU = J\,dQ - d\tau,$$

c'est-à-dire

$$J\,dQ = v\frac{dU}{dT}dT + \left(U + \frac{U}{3}\right)dv.$$

La variation d'entropie

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

est alors

$$J\,dS = \frac{v}{T}\frac{dU}{dT}dT + \frac{4U}{3T}dv.$$

dS est une différentielle exacte et l'on doit avoir

$$\frac{1}{T}\frac{dU}{dT} = \frac{4}{3}\frac{1}{T}\frac{dU}{dT} - \frac{4}{3}\frac{U}{T^2}$$

ou

$$\frac{dU}{dT} = 4\frac{U}{T}$$

qui s'intègre immédiatement en donnant

$$U = kT^4$$

ou

$$E = \sigma T^4,$$

on a vu (n° 8) que l'on doit avoir $k = \frac{4\sigma}{V}$.

10. — Si la paroi de l'enceinte est percée d'une très petite ouverture, il sortira, par unité de surface de cette ouverte et par seconde, une énergie égale à E. La loi de Stefan montre que l'ouverture d'un corps noir doit rayonner à toute température, même au voisinage du zéro absolu. Si, à la température ordinaire, le rayonnement apparent est nul, c'est que l'appartement, qui forme lui-même corps noir, envoie dans l'enceinte une énergie précisément égale à celle qu'elle rayonne. Supposons que l'appartement qui reçoit le rayonnement soit à une température absolue θ ; dans cette enceinte réceptrice, il existe un rayonnement uniformément réparti qui fait passer à travers l'unité de surface de l'ouverture une énergie $\sigma\theta^4$, et le rayonnement apparent de l'ouverture par centimètre carré sera seulement

$$\sigma(T^4 - \theta^4).$$

La loi de Stefan a pu être vérifiée dans une grande étendue de températures en mesurant l'élévation de température d'une lame noircie qui reçoit le rayonnement du corps noir. On a employé, pour noircir ce récepteur, soit du noir de fumée, soit du noir de platine. Bien que ces substances n'absorbent pas complètement la radiation, leur *pouvoir absorbant* varie

1. Qui l'avait d'ailleurs déduite d'expériences faites dans des conditions où elle ne s'applique pas.

2. Si l'enceinte contenait un milieu matériel, son indice varierait lors de la détente et le raisonnement ne serait plus applicable. La loi reste vraie pour des corps comme l'air dont l'indice est voisin de l'unité.

assez peu avec la nature de la radiation qu'elles reçoivent pour que la loi ait pu être suffisamment bien vérifiée.

En mesurant l'élévation de température que produit dans la lame le passage d'un courant connu, on peut déterminer σ, si le récepteur est parfaitement absorbant. Cette constante est encore assez mal connue, elle est de l'ordre de 6×10^{-12} (les unités étant le watt, le cm² et le degré centigrade[1]).

Inversement, on pourra comparer les températures de corps noirs en comparant leur rayonnement et cette méthode de mesure est précise, puisque l'erreur sur la température est quatre fois plus petite que celle que l'on commet sur l'énergie (télescope pyrométrique de M. Féry).

11. *Répartition du rayonnement entre les différentes longueurs d'ondes.* — Le rayonnement intérieur à l'enceinte contient des rayons de toutes longueurs d'ondes et l'énergie est, en régime stationnaire, répartie entre les différentes longueurs d'ondes suivant une certaine loi. Cette répartition ne doit dépendre que de la température et non de la nature des parois : ceci résulte encore du principe de Carnot.

Supposons qu'une partie B (fig. 5) de la paroi de l'enceinte isotherme soit formée d'une substance déterminée, une autre partie C étant formée d'une autre substance, et, supposons en outre, que ces deux parties soient disposées de manière que l'on puisse les séparer par une cloison plane que l'on introduira ou enlèvera en la déplacant dans son propre plan. Comme la pression de radiation ne dépend que de l'énergie totale par unité de volume présente au voisinage de la paroi, et que cette énergie est répartie uniformément dans toutes les directions, cette pression est nécessairement normale à la surface et l'on pourra placer ou enlever la cloison sans travail extérieur. Si la répartition de la radiation entre les différentes longueurs d'onde, qui existe dans la partie B quand la cloison est placée, n'était pas la même que celle qui y existe lorsque cette cloison est enlevée et que la paroi a changé en partie de nature, au moment où on l'enlèverait, l'état du système se modifierait sans travail extérieur puis reviendrait sans travail extérieur à l'état initial quand on la replacerait. Or, on sait que, lorsqu'un système évolue de lui-même dans un certain sens, il ne peut revenir à l'état primitif sans dépense de travail extérieur (principe de Carnot, énoncé de M. J. Perrin[1]).

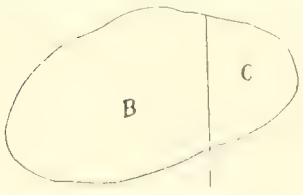


Fig. 5.

Ce raisonnement est dû à M. Langevin[2]. On pourrait suivre une autre marche, analogue à celle qui a été suivie au début, en montrant que, si l'énergie correspondant à des longueurs d'ondes voisines de λ n'était pas la même pour deux corps noirs de parois différentes, on pourrait, à l'aide d'un dispositif plus ou moins compliqué de prismes, de lentilles et de miroirs, obtenir que l'échange d'énergie se fasse uniquement par l'intermédiaire de ces longueurs d'onde et faire passer de l'énergie d'un corps froid sur un corps chaud[3].

Dans un intervalle infiniment petit de longueurs d'onde $d\lambda$, l'énergie infiniment petite

$$dE = E_\lambda \, d\lambda$$

ne dépend que de la température et l'on a d'ailleurs

$$E = \int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda = \sigma T^4.$$

12. En continuant à appliquer les raisonnements thermodynamiques à l'énergie rayonnante, et en remarquant que, lorsqu'on augmente le volume de l'enceinte, on allonge aussi toutes les longueurs d'ondes, à cause de l'effet Doppler qui se produit par le fait que la paroi est en mouvement, M. Wien a pu montrer que l'énergie transportée par les rayons dont la longueur d'onde est voisine de λ (comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$) doit être de la forme

$$E_\lambda \, d\lambda = \frac{k}{\lambda^5} f(\lambda T) \, d\lambda,$$

$f(\lambda T)$ étant une fonction du produit $\lambda \times T$ qu'il est impossible de déterminer par des raisonnements thermodynamiques ; il faut faire intervenir les propriétés de la matière qui forme les parois.

On peut déduire de l'expérience la fonction $f(\lambda \times T)$. Diverses formules théoriques ont été proposées, mais elles sont basées sur des hypothèses plus ou moins justifiables ; parmi elles, c'est celle de M. Planck qui s'accorde le mieux avec les résultats expérimentaux. Cette formule est de la forme

$$E_\lambda = C\lambda^{-5} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1},$$

elle contient des constantes universelles C et c qui sont liées à l'énergie cinétique moyenne des molé-

1. Voy. Ch. Fery, *C. R.* et *Annales de Chimie et de Physique*, 1909.

1. Voy. J. Perrin, *Les Principes*.
2. *Cours du Collège de France*.
3. On peut vérifier que la composition de la radiation est bien indépendante de la nature des parois ou des corps placés à l'intérieur en plaçant différents corps à l'intérieur d'un tube de porcelaine ou métallique fermé à l'arrière, muni à l'avant de cloisons percées d'une ouverture, et chauffé aussi uniformément que possible dans un four électrique. Quand l'équilibre de température est atteint, il est impossible de distinguer ces corps, parce que tout a la même teinte et qu'il n'y a pas d'ombres. Sur les corps réfléchissants, on voit quelquefois des points sombres qui sont les images de l'ouverture.

cules. Elle fournit pour la charge atomique la valeur $5.5 \cdot 10^{-10}$ qui n'est pas très éloignée de la valeur la plus probable : 4.10^{-10}.

Quoi qu'il en soit, l'expérience a montré que l'énergie passe par un maximum pour une longueur

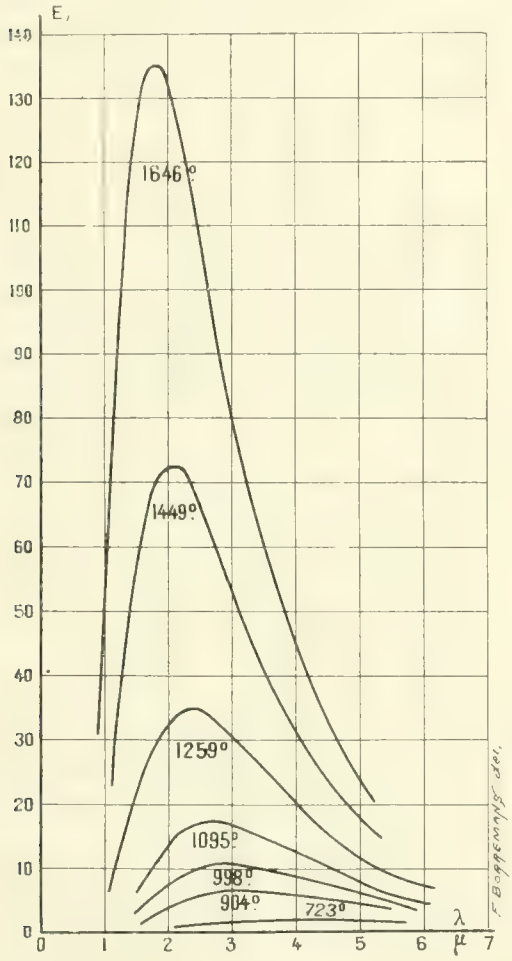


Fig. 6.

d'onde déterminée λ_m qui est fonction de la température. D'après la loi de Wien, la température ne doit figurer dans l'expression de l'énergie en fonction de la longueur d'onde que par son produit avec λ et l'on doit avoir

$$\lambda^m T = C^{te}$$

L'expérience fournit pour cette constante la valeur 2940.

La longueur d'onde correspondant au maximum de l'énergie *se déplace* vers les petites longueurs d'onde à mesure que la température augmente[1]. A mesure que la température augmente, le corps noir émet des radiations où dominent d'abord les grandes longueurs d'onde, puis le rouge et bientôt le violet et l'ultra-violet prennent de plus en plus d'importance; mais, pour un intervalle déterminé de longueurs d'onde, l'énergie croît constamment avec la température.

L'intensité rouge émise par des corps noirs permet de mesurer leur température (pyromètres Le Chatelier, Holborn et Kurlbaum, Féry).

13. — *Influence de la nature du milieu.* — L'énergie rayonnante qui traverse un milieu quelconque placé dans une enceinte isotherme fermée ne dépendant que de la température et non de l'état des surfaces de séparation, nous allons voir ce qui arrive quand la radiation passe d'un milieu dans un autre, en supposant que la surface de séparation est parfaitement polie. Tous les rayons qui, dans le milieu dont l'indice est le plus élevé, arrivent sous une incidence supérieure à l'angle limite, sont réfléchis totalement et l'énergie totale émergente doit être plus petite que l'énergie totale incidente.

L'indice de réfraction d'un milieu variant avec la longueur d'onde, nous allons considérer l'énergie transportée par les rayons dont la longueur d'onde est comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$. Par unité d'angle solide, ces rayons transportent à travers l'unité de surface normale à leur direction moyenne une énergie $e_\lambda\, d\lambda$ et $e'_\lambda\, d\lambda$, dans chacun des milieux. En passant d'un milieu à l'autre, ces rayons vont se réfracter et, de cette réfraction, il résulte que les rayons qui arrivent sur un élément ds dans un angle solide $d\omega$ sortent dans l'autre milieu dans un angle solide différent $d\omega'$. Nous calculerons tout à l'heure ces angles solides.

Les rayons qui arrivent sur l'élément ds sous une incidence γ dans l'angle solide $d\omega$ ne sortent qu'en partie dans l'angle solide $d\omega'$, parce qu'une partie est réfléchie (fig. 7). Soit R le pouvoir réflecteur de la surface de séparation ; une partie $R dE_\lambda$ de l'énergie incidente ($dE_\lambda = e_\lambda\, d\lambda\, ds \cdot \cos\gamma\, d\omega$, n° 7) reste dans le premier milieu et l'énergie

$$(1 - R)\, dE_\lambda$$

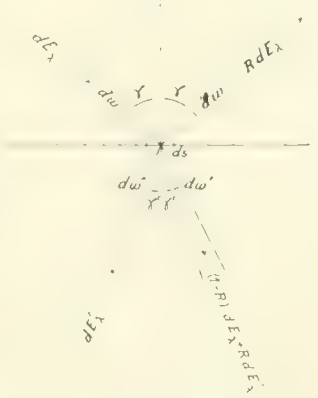


Fig. 7.

passe dans le second. A cette énergie transmise se superpose l'énergie réfléchie des rayons qui, dans le 2e milieu, arrivent sur la surface dans une direction symétrique de la direction d'émergence[1] γ' et qui a pour valeur

$$R\, dE'_\lambda$$

1. Loi du déplacement de Wien.

1. La formule de Fresnel qui donne le pouvoir réflecteur d'une surface fait intervenir les angles d'incidence et de réfraction d'une manière tout à fait symétrique. Le pouvoir réflecteur est le même, quel que soit le sens dans lequel se propagent les rayons.

dE_x' représentant l'énergie qui, dans le second milieu, traverse l'unité de surface normale à sa direction dans l'angle solide $d\omega'$. L'énergie totale dans cet angle solide doit être égale à dE_x' puisque la répartition est uniforme et l'on doit avoir

$$(1 - R)\,dE_x + R\,dE_x = dE_x'$$

ou

$$(1 - R)\,dE = (1 - R)\,dE_x'$$

Il est facile de voir que le second membre représente l'énergie qui passe du second milieu dans le premier et il résulte de cette égalité que les deux milieux échangent la même énergie dans les angles solides correspondants $d\omega$ et $d\omega'$. D'autre part, en divisant par $(1 - R)$, on voit que

$$dE = dE_x.$$

Remplaçant ces deux quantités par leurs valeurs, on a

$$e\,d\tau\,ds\cos\gamma\,d\omega = e_x\,d\tau\,ds\cos\gamma\,d\omega$$

ou

$$\frac{e}{e_x} = \frac{\cos\gamma}{\cos\gamma}\,\frac{d\omega}{d\omega}$$

Il reste à calculer le rapport des angles solides. Pour simplifier, nous supposerons que le premier milieu soit le vide, l'indice du second milieu étant n pour la radiation de longueur d'onde λ, et nous allons prendre comme éléments d'angle solide les angles compris entre deux cônes qui font avec la normale des angles γ et $\gamma + d\gamma$ d'une part, γ et $\gamma + d\gamma$, d'autre part. Il est facile de voir que l'on a alors

$$d\omega = 2\pi\sin\gamma\,d\gamma$$

et

$$d\omega = 2\pi\sin\gamma\,d\gamma$$

avec

$$\frac{\sin\gamma}{\sin\gamma} = n \quad \text{et} \quad \frac{\cos\gamma\,d\gamma}{\cos\gamma\,d\gamma} = n$$

Il en résulte que

$$\frac{e_x}{e} = \frac{\sin\gamma}{\sin\gamma}\,\frac{\cos\gamma}{\cos\gamma}\,\frac{d\gamma}{d\gamma} = n^2$$

Dans une enceinte isotherme, l'énergie de la radiation est proportionnelle au carré de l'indice de réfraction du milieu. Cette relation indiquée par Kirchhoff et par Clausius a été vérifiée dans le cas de milieux gazeux.

Pouvoir émissif et pouvoir absorbant d'un corps quelconque.

14. — *Corps transparents.* — Si le milieu traversé par la radiation à l'intérieur de l'enceinte isotherme est absorbant, l'énergie qui a passé en un point dans un angle solide $d\omega$ diminue graduellement à mesure que l'onde s'avance, et pour que l'énergie soit uniformément répartie dans le milieu, il est nécessaire que ce milieu possède un certain pouvoir émissif qui rende à la radiation l'énergie qu'il absorbe. Si a_1 est le pouvoir absorbant et e_1 le pouvoir émissif d'une certaine épaisseur du milieu, il disparaît de la radiation primitive, dans l'angle solide $d\omega$ une énergie $a_1 e\,d\omega$[1], et le milieu fournit une énergie $e_1\,d\omega$ telle que

$$a_1 e\,d\omega = e_1\,d\omega$$

d'où

$$\frac{e_1}{a_1} = e.$$

Le quotient du pouvoir émissif par le pouvoir absorbant d'une couche de matière d'épaisseur finie ou infiniment petite est égal au pouvoir émissif du corps noir. Il faut faire attention que le pouvoir absorbant a_1 est celui que possède la substance pour la radiation du corps noir de même température que la sienne.

On verrait par un raisonnement identique que *la même relation existe entre les pouvoirs émissifs et absorbants correspondant à une même longueur d'onde*, puisque, dans l'enceinte isotherme fermée, et dans un milieu donné, la répartition du rayonnement entre les différentes longueurs d'onde ne dépend que de la température. On a

$$\frac{e_{\lambda}}{a_{\lambda}} = e_{\lambda}.$$

La restriction précédente n'a pas lieu d'être faite. Dans les deux cas, les pouvoirs émissifs et absorbants correspondent à une même température de la substance.

Ces relations subsistent si le milieu n'est plus dans une enceinte isotherme et si sa température est uniforme. Un corps dont le pouvoir absorbant est faible est transparent et il émet un rayonnement d'intensité faible. Le pouvoir émissif de ce corps augmentera quand on augmentera son épaisseur et, sous une épaisseur suffisante pour qu'il soit pratiquement opaque, il émettrait le rayonnement du corps noir si le pouvoir réflecteur de sa surface était négligeable[2]. En général il n'en est pas ainsi, la surface réfléchit ou diffuse et le pouvoir émissif de la surface est plus petit que celui du corps noir.

15. — *Cas des corps opaques.* — Le rayonnement qui arrive de l'intérieur du corps opaque vers sa surface est n^2 fois plus grand que le rayonnement du

1. Si le milieu est diffusant (par suite de phénomènes de résonance, par exemple), une partie de l'énergie est diffusée dans toutes les directions, mais elle est exactement compensée par l'énergie diffusée qui provient des rayons qui passent dans toutes les directions, au point considéré.

2. Le rayonnement intérieur est le rayonnement noir à une distance de la surface, telle que la région considérée soit pratiquement dans une enceinte opaque. Le rayonnement qui sort de cette région est aussi le rayonnement noir.

corps noir dans le vide mais on a vu (n° 15) que, si la surface ne réfléchissait pas, il sortirait dans le second milieu le rayonnement noir correspondant à ce second milieu, qui dépend uniquement de son indice.

Mais la surface de séparation possède un pouvoir réflecteur R dans la direction γ et, comme nous l'avons vu précédemment (n° 15), il sortira dans le second milieu, par unité de surface et par unité d'angle solide, une énergie

$$e_\lambda\, d\lambda \cos\gamma\,(1 - R),$$

de sorte que le pouvoir émissif[1] de la surface du corps opaque sera seulement

$$e_\lambda = e_\lambda\,(1 - R).$$

Si l'on fait tomber sur la surface du corps opaque un rayonnement extérieur, dans la direction γ, cette surface en réfléchit une fraction R et la fraction $1 - R$ est absorbée. $1 - R$ est le pouvoir absorbant[2] a_λ de la surface et l'on a encore

$$\frac{e_\lambda}{a_\lambda} = e.$$

La même relation existe pour le rayonnement total :

$$\frac{e_s}{a_s} = e$$

avec les mêmes restrictions que ci-dessus.

L'énergie émise dans un angle solide $d\omega$ par une surface ds, dans une direction qui fait un angle γ avec la normale est

$$dE_\lambda = e_\lambda\,(1 - R)\cos\gamma\, ds\, d\omega,$$

c'est la loi de Lambert à la variation près du facteur $(1 - R)$. L'émission ne suivra la loi de Lambert que si le pouvoir réflecteur est indépendant de l'incidence. Cela n'est pas le cas du verre, et la loi de Lambert ne s'appliquera pas au verre noir.

Au contraire, dans le cas des métaux qui fonctionnent comme des corps d'indice très élevé, le pouvoir réflecteur dépend peu de l'incidence et cette loi se vérifie. On peut remarquer que, dans les métaux, l'énergie rayonnante est très élevée, mais que presque tous les rayons intérieurs qui tombent sur la surface sont réfléchis totalement et que seuls ceux qui arrivent dans une direction voisine de la normale peuvent en sortir[3].

1. Le pouvoir émissif d'une surface dépend, d'après ce que nous avons vu, du milieu dans laquelle elle rayonne, ce résultat assez étrange *a priori* s'explique bien, puisque le pouvoir émissif dépend du rapport des indices des deux milieux. Le pouvoir émissif ne dépend d'ailleurs que du milieu dans lequel on mesure le rayonnement.

2. Il faut bien remarquer que ce pouvoir absorbant est tout différent du pouvoir absorbant en volume. Une surface absorbe parce qu'une partie du rayonnement passe à l'intérieur, l'autre partie se réfléchissant.

3. Le prof. J. J. Thomson a calculé que, si toute l'énergie rayonnante qui circule à l'intérieur de l'argent pouvait en sor-

La loi de Lambert s'appliquerait également bien dans le cas des surfaces parfaitement mates où les rayons, rencontrant les petits éléments de surface suivant des incidences qui varient entre 0 et 90°, sont uniformément diffusés dans toutes les directions.

Dans le cas où la surface n'est pas polie, la relation entre le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant subsiste, comme on peut le voir par un raisonnement simple. Une surface non polie peut être considérée comme formée d'un grand nombre de petites surfaces irrégulièrement inclinées qui, au total, renvoient la radiation incidente dans toutes les directions, avec, dans certains cas, une direction privilégiée. Supposons qu'un faisceau de rayons d'intensité I tombe sur cette surface dans une certaine direction 1. Ces rayons seront diffusés dans diverses directions ; l'intensité, qui est renvoyée par la surface dans une direction 2, peut être considérée comme provenant de rayons régulièrement réfléchis par les petits éléments et il est facile de voir que, réciproquement, s'il arrive sur la surface une intensité I dans la direction 2, il doit sortir dans la direction 1 une intensité I'.

Supposons que le corps dont il s'agit soit placé dans l'enceinte isotherme. L'unité de surface de ce corps reçoit par seconde e ; par unité d'angle solide, une énergie de radiation e ; si a est son pouvoir absorbant dans cette direction, la surface absorbe une énergie ea_s et renvoie $e(1 - a_s)$

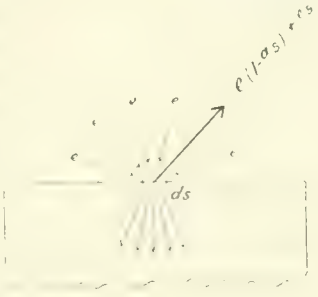


Fig. 8.

dans toutes les directions. Si le corps n'est pas parfaitement mat, c'est-à-dire s'il ne diffuse pas uniformément dans toutes les directions, a_s dépend de l'incidence du rayonnement. Mais de ce que nous venons de voir, il résulte que, réciproquement, l'énergie diffusée par la surface dans la direction considérée et qui provient du rayonnement qu'elle reçoit dans toutes les directions est aussi $e(1 - a_s)$. Pour que le rayonnement soit uniformément réparti dans toutes les directions, il faut que l'énergie totale qui part de la surface soit encore égale à e, c'est-à-dire que la surface possède, dans la direction considérée, un pouvoir émissif e_s tel que

$$e_s + e(1 - a_s) = e,$$

d'où il résulte :

$$\frac{e_s}{a_s} = e.$$

tir, un centimètre cube de ce métal à 27° produirait une puissance de 8000 chevaux vapeur. (*Phil. Mag.* 14 (1907), 251.)

Ce quotient est indépendant de la direction, et l'on a aussi

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = E,$$

pour l'angle solide 2π.

Quand la surface est parfaitement mate, $A_\lambda = a_\lambda$.

La même relation existe pour chaque longueur d'onde; on le verrait par un raisonnement identique[1]:

$$\frac{e_\lambda}{a_\lambda} = e_\lambda \quad \text{et} \quad \frac{E_\lambda}{A_\lambda} = E_\lambda.$$

16. — Il faut noter que le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant en surface d'une substance donnée sont plus grands si la surface est mate, que si elle est polie. Dans le premier cas, en effet, le rayonnement qui arrive sur les petites cavités qu'elle présente peut y subir plusieurs réflexions, et si l'énergie perdue est ae pour une seule réflexion, elle est $(2a - a^2)e$ pour deux, et ainsi de suite. L'absorption est donc plus grande que si la surface est polie. Il en est de même pour l'émission.

Fig. 9.

Une expérience simple permet de vérifier cette influence de cavités. Prenons une lame de platine que nous enroulerons en demi-cylindre, et placons ce demi-cylindre sur un bec Méker. S'il repose sur le bord du cloisonnage, de manière à envelopper la flamme, il se trouve chauffé uniformément; il émet uniformément du côté convexe, alors que du côté de sa concavité, il présente dans le fond une bande bien délimitée plus sombre que le reste. Cette expérience, tout à fait frappante, s'explique immédiatement, si l'on remarque que le fond émet sa propre radiation, alors que les bords renvoient en outre la lumière réfléchie qui provient des autres parties du cylindre. L'éclat du fond est e_λ, tandis que celui des parties voisines est au moins $e_\lambda + e_\lambda R'$ ou $2e_\lambda - a'_\lambda e_\lambda$, R' et a' étant les pouvoirs réflecteurs et absorbants de la surface pour le rayonnement du platine. D'une manière plus simple, on peut dire que l'on voit dans la lame chaude l'image de ses bords.

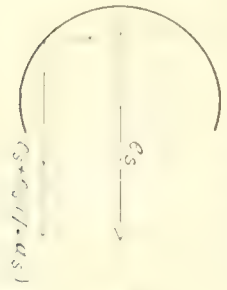


Fig. 10.

Une lame pliée en forme de V ou un cône émettent ou absorbent beaucoup plus qu'une surface plane égale à l'ouverture du V ou du cône[1]. Au total, ils émettent ou absorbent moins que si le métal qui les forme était développé sur un plan.

Si la cavité est fermée ou presque fermée, il s'y produit des réflexions multiples, et il s'établit à l'intérieur le rayonnement du corps noir (ou, comme on dit souvent, le rayonnement noir). Il est facile de se rendre compte de la manière dont s'établit ce régime. Supposons que l'enceinte soit formée d'une matière qui possède une émission sélective — qui émette très peu dans certain domaine de longueurs d'onde — et que l'on puisse porter brusquement cette enceinte à la température T. Le rayonnement émis par la paroi dans ce domaine de longueurs d'onde sera faible, mais comme elle absorbe peu ces rayons, ils seront réfléchis presque en totalité, et, l'énergie qu'ils transportent s'augmentant à chaque réflexion, le régime sera établi au bout d'un certain temps, quand la paroi absorbera une énergie égale à celle qu'elle émet. Pratiquement, ce temps est extrêmement court, à cause de la grande vitesse de la lumière, mais on peut concevoir que le pouvoir réflecteur de la paroi puisse tendre vers 1, le temps nécessaire pour que le rayonnement atteigne son régime tendant vers l'infini, sans que le rayonnement stable change de nature. Inversement, si, dans cette enceinte, dont les parois sont parfaitement réfléchissantes, on introduisait un rayonnement étranger par une petite ouverture que l'on fermerait ensuite, ce rayonnement subsisterait pendant un temps infini. Pratiquement, au bout d'un temps extrêmement court, le régime du corps noir est rétabli.

Cas où le corps est plus froid ou plus chaud que la radiation qu'il reçoit. — Nous allons supposer maintenant que le corps étudié, placé au dehors de l'enceinte isotherme, reçoit des radiations d'une source extérieure[2]. Il va diffuser en partie ces radiations et les radiations diffusées vont se superposer à sa radiation propre. Le cas le plus simple expérimentalement est celui où l'on ne considère que la partie lumineuse du rayonnement et où le corps est à la température pour laquelle le rayonnement lumineux propre est pratiquement nul. Le corps peut posséder un pouvoir réflecteur sélectif, il peut réfléchir de préférence les rayons rouges et jaunes comme le font le cuivre et l'or. Les autres radiations pénètrent à l'intérieur du

1. On reste au vrai même dans le cas où la paroi serait le siège d'une substance fluorescente. Les phénomènes de fluorescence ne doivent pas s'observer dans une enceinte isotherme de nature.

2. En disposant la lame convenablement, pour qu'il n'y ait qu'une seule réflexion et en mesurant à l'aide d'un pyromètre une radiation monochromatique e_λ et $e_\lambda / 2 - a_\lambda$, on peut en tirer $\frac{e_\lambda}{a_\lambda}$ qui est égal au pouvoir émissif du corps noir de même température, d'où la température de la lame de platine.

1. Voy. Féry. *C. R.*, *Annales de Chimie et de Phys.*, 1909.

2. Le quotient de son pouvoir émissif total par son pouvoir absorbant total, pour la radiation de cette source, n'est égal au pouvoir émissif du corps noir de même température que le corps que si cette source est un corps noir de même température.

corps et s'y trouvent absorbées si l'épaisseur est suffisante; elles traversent, au contraire, si l'épaisseur est assez petite : l'or, en couche mince, laisse passer du vert.

Si l'œil était assez sensible pour percevoir les radiations lumineuses qu'émettent ces corps à la température ordinaire, il les verrait colorés de la couleur complémentaire de celle qu'ils réfléchissent.

L'expérience peut se faire si l'on prend un corps qui, à une température suffisamment élevée pour qu'il soit lumineux, présente une coloration marquée.

Le manchon Auer, par exemple, émet à chaud une lumière beaucoup plus bleue que celle qu'émettrait un corps noir de même température. Il possède, pour le bleu, un pouvoir émissif voisin de celui du corps noir, alors que, pour le rouge, son pouvoir émissif est très faible. Il doit posséder aussi à la même température un pouvoir absorbant très prononcé pour le bleu, et il réfléchira surtout du rouge.

C'est ce que l'on peut vérifier facilement[1]. Si l'on concentre les rayons d'un arc électrique de 30 ampères, qui fonctionne à peu près comme un corps noir à température élevée (3500°), sur un manchon Auer dont on forme l'image sur un écran, on voit, si le manchon est froid, une image blanche, parce que, à froid, le manchon réfléchit à peu près également le rouge et le bleu; mais, si l'on allume le bec, l'image devient plus rouge. Le manchon chaud absorbe les rayons bleus, et la lumière qu'il émet n'est pas assez intense pour compenser la diminution de la lumière réfléchie. L'expérience est plus nette, si l'on se borne à examiner la variation d'intensité que subissent séparément les rayons rouges et les rayons bleus réfléchis. Il suffit d'interposer un verre coloré entre le manchon et l'écran. Si l'éclairage du manchon par l'arc est suffisant, on constate que, lorsqu'on allume le bec Auer, les rayons rouges ne subissent pas de variation sensible, alors que l'intensité des rayons bleus et violets diminue dans une grande proportion, malgré l'appoint que leur fournit le rayonnement propre du manchon. Il va sans dire que l'expérience ne réussirait pas si l'on éclairait le manchon à l'aide d'une source dont la température serait inférieure à la sienne; même en concentrant les rayons avec un système plus ou moins compliqué de lentilles et de miroirs, le rayonnement réfléchi serait toujours moins intense que le rayonnement propre.

Ainsi, un corps chaud apparaîtra avec sa couleur, au sens ordinaire du mot, s'il est éclairé par une source noire à température beaucoup plus élevée que la sienne, ou plus exactement si l'intensité de la radiation qu'il reçoit est égale à celle du rayonnement noir correspondant à une température plus élevée que la sienne (ce que l'on exprime en disant qu'il reçoit un rayonnement dont la température est plus élevée que la sienne[1]). Il émet la couleur complémentaire si le rayonnement incident est beaucoup moins chaud. Si la température du rayonnement extérieur est égale à celle du corps, et si ce rayonnement est noir, il émet, au total, le rayonnement du corps noir.

Ceci se retrouve dans le cas de la radiation transmise. Un corps absorbe la radiation qu'il est capable d'émettre, mais il faut encore faire attention que le pouvoir absorbant varie avec la température. Prenons un gaz chaud, par exemple une flamme sodée qui émet de la lumière jaune (raies D). Si, dans cette flamme, on forme l'image d'un corps noir à température moins élevée que la flamme, on verra, en regardant cette image au spectroscope, un spectre continu avec une raie jaune, parce que l'intensité e_1 de la lumière émise par la flamme pour cette région du spectre est plus grande que celle (e_λ) qu'elle absorbe $\left(\frac{e_1}{a_1} > e_\lambda \text{ ; } e_1 > a_1 e_\lambda\right)$. Mais si le corps noir est à température plus élevée que la flamme ($e_{1\lambda} < a_{1\lambda} e_\lambda$), la lumière propre émise par la flamme ne peut plus compenser son absorption et la raie apparaît en noir. Quand les températures sont égales, le spectre est continu. La température du corps noir[2] pour laquelle le renversement se produit est égale à la température de la flamme.

Il faut remarquer qu'il n'y a pas de relation immédiate entre le pouvoir réflecteur (ou le pouvoir absorbant) de la surface d'un corps et le pouvoir absorbant en volume, pour les rayons transmis. Par exemple, le verre coloré en rouge absorbe tous les rayons autres que le rouge et ne laisse passer que ceux-là, mais il réfléchit absolument de la même manière qu'un verre noir ou qu'un verre transparent.

En résumé.

Il s'établit, de l'intérieur d'une enceinte fermée isotherme, un régime de rayonnement indépendant de la nature des parois et de leur forme et qui est fonction de la température et de la nature du milieu.

Dans le vide, l'intensité du rayonnement est proportionnelle à la 4e puissance de la température absolue.

La distribution de l'énergie entre les différentes longueurs d'onde dépend de la température et de la nature du milieu. Pour une même température, la

1. Voy. Rubens, *Société de Physique*, 1906, p. 85.

1. La température d'un rayonnement est la température de l'enceinte dans laquelle le rayonnement posséderait la même intensité.

2. Ou, plus exactement, la température de son image qui est plus petite à cause de l'absorption produite par la lentille.

Voy. Ch. Fery, *C. R.* 1902 et 1905, et L. Ewald, *Le Radium* 6 (1909), 110.

loi de distribution présente un maximum très accentué pour une certaine longueur d'onde. Quand la température augmente, ce maximum se déplace vers les petites longueurs d'onde.

Pour une longueur d'onde déterminée, le quotient du pouvoir émissif par le pouvoir absorbant en volume d'un milieu ou de la surface d'un corps opaque est constant. Il est égal au pouvoir émissif du corps noir (dont le pouvoir absorbant égal à 1).

La même relation existe entre le pouvoir émissif total d'un corps et son pouvoir absorbant pour la radiation totale d'un corps noir dont la température est la même que la sienne.

Reçu le 15 novembre 1909.

La fixation de l'uranium X par le charbon

Par Albert RITZEL

[Muspratt Laboratory — Université de Liverpool]

Les corps radioactifs semblent posséder la propriété assez générale d'être absorbés par des substances les plus diverses. Ainsi l'uranium X, l'ionium, le radium peuvent être absorbés par le sulfate de barium. On n'a actuellement sur ce point que des résultats qualitatifs. Dans ce travail, on s'est proposé d'étudier le phénomène au point de vue quantitatif.

En raison de la facilité de dosage de l'uranium X, c'est ce corps qui a été choisi pour cette étude.

Le sel employé était l'azotate d'uranium très pur, qu'on utilisait en solution dans l'eau au 1/10 normale. Un calcul simple peut montrer que la concentration de l'uranium X dans cette même solution était de 10^{-10} normale.

La méthode de mesure consistait à employer un simple électroscope dont la chambre d'ionisation était assez grande pour pouvoir bien utiliser les rayons β, et dans laquelle, en introduisant un écran en papier, il était facile de supprimer les rayons α.

Comme matière adsorbante l'auteur a essayé le sulfate de barium. Mais les expériences préliminaires ont montré bientôt que la quantité d'uranium X adsorbée dépend aussi de la grandeur des cristaux formés; les résultats que l'on peut obtenir par cette méthode n'ont pas un caractère constant. C'est pourquoi on a employé de préférence le charbon de sang purifié[1].

Expériences

On a pu mettre en évidence que l'équilibre de l'adsorption ne s'établit pas immédiatement; plusieurs jours sont nécessaires pour l'atteindre. D'autre part, on a prouvé que la vitesse d'agitation du système n'a aucune influence sensible; l'équilibre s'établit toujours avec la même rapidité, et celui-ci ne dépend alors que du temps. Une faible variation de température n'a pas d'influence appréciable.

L'absorption est très considérable au début, elle devient ensuite moins intense, et, au bout de dix jours environ, l'équilibre est établi. Si l'on représente par V le volume de la solution, par $q_l = c_l \times V$ la quantité d'uranium X dans la solution, par m la quantité de charbon employée, par $c_k = q_k : m$ la concentration de l'uranium X dans le charbon, par a' l'activité initiale de la matière en solution et par a l'activité de la même matière après le traitement par le charbon on aura les rapports

$$c_l = 100\,\frac{a'}{a} = 100\,\frac{4,7}{a}$$

et

$$q_l + q_k = V.\,100$$

Si l'on fait l'expérience avec des quantités différentes de charbon et si l'on étudie la variation de l'adsorption en fonction du temps, on arrive aux résultats représentés par la figure 1.

On constate que, quelle que soit la valeur de V par

Fig. 1.

rapport à m, et de la concentration primitive de l'uranium X, on aura toujours la relation

$$c_l = \text{const.} \times c_k.$$

En portant en ordonnée la concentration en uranium X de la solution et en abscisse celle du charbon, on obtient une ligne droite. Si l'on pose ensuite

1. L'auteur attribue l'observation de l'entraînement de l'uranium X par le charbon à M. Levin. Celle-ci a été faite pour la première fois par H. Becquerel en 1905 et décrite dans des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, **161**, p. 87. L'expérience identique de M. Levin a été faite un an plus tard en 1906. Note du traducteur.

$c_l : c_k = k$, la valeur de cette dernière ne dépend que de la concentration de l'azotate d'uranium, elle augmente lorsque celle-ci augmente, et inversement. C'est ce qui est représenté sur la figure 2.

Il est facile en effet de démontrer que, lorsqu'on agite le charbon chargé d'uranium X avec de l'eau distillée, cette dernière en extrait très peu.

On a cherché si le phénomène est réversible entre le charbon et son milieu. Dans ce but on a agité une certaine quntité de charbon avec la solution d'azo-

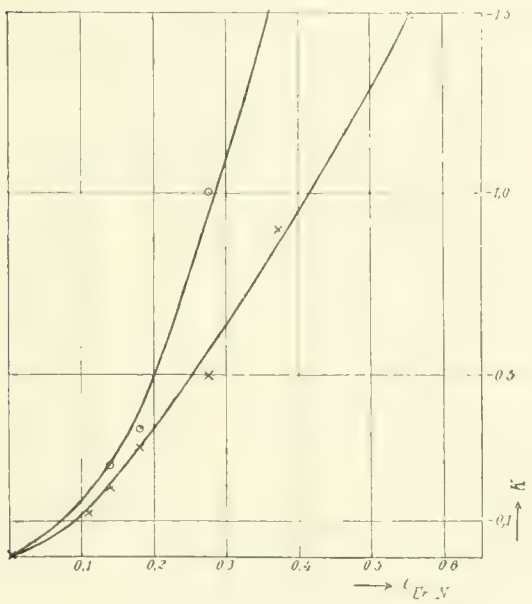


Fig. 2.

tate d'uranium, jusqu'à ce que l'équilibre entre le charbon et l'uranium X soit établi. On a ajouté ensuite au système une nouvelle solution d'uranium, mais dont l'uranium X avait été précédemment séparé, et on a agité le tout. Le résultat prévu a été confirmé par l'expérience : l'uranium X a rediffusé du charbon à la solution. Le phénomène est alors vraiment réversible.

Sur la forme des courbes d'adsorption

Pour interpréter les résultats, il est plus simple d'admettre que l'uranium X, en raison de sa concentration, diffuse d'une phase à l'autre. La vitesse avec laquelle l'uranium X diffuse de la solution vers le charbon est égale à : $a \cdot c_l \cdot m$, où a est une constante. La valeur de m (quantité de charbon) intervient aussi, parce que la surface du charbon varie avec la quantité. Le mouvement inverse peut être représenté par une expression analogue : $b \cdot c_k \cdot m$, ou $b \cdot q_k$. On a l'équation :

$$-\frac{dc_l}{dt} = a c_l \cdot m - b \cdot q_k$$

En exprimant q_k par c_l et en introduisant les constantes α, β, γ, on a

$$\frac{dc_l}{dt} = c_l(\alpha m + \beta) - \gamma$$

ou

$$\int_{c_l = 100}^{c_l} \frac{dc_l}{c_l(\alpha m + \beta) - \gamma} = \int_0^t dt$$

$$\frac{\log_e c_l(\alpha m + \beta) - \gamma}{\alpha m + \beta} - \frac{\log_e 100(\alpha m + \beta - \gamma)}{\alpha m + \beta} = t,$$

$$\log_e c_l(\alpha m + \beta) - \gamma] = A - Bt.$$

Pour la concentration de la solution à l'équilibre c_l'' :

$$c_l'' = \frac{\gamma}{\alpha m + \beta}$$

d'où

$$\log_e (c_l - c_l'')(\alpha m + \beta) = A - Bt$$

ou

$$\log (c_l - c_l'') = A_1 - B_1 t$$

où A, B, A_1, B_1, sont des constantes.

Si l'on construit la courbe des valeurs calculées de $\log_e (c_l - c_l'')$ en les portant en ordonnées et en portant le temps correspondant en abscisses, on doit trou-

Fig. 3.

ver une ligne droite. La courbe, représentée par la figure 3, montre qu'au début il n'en est pas ainsi.

Influence de la vie courte de l'uranium X sur l'équilibre

On peut démontrer par des calculs assez simples que le caractère du phénomène de l'adsorption de l'uranium X n'est nullement influencé par son instabilité, lorsqu'on opère, comme ici, avec des solutions où l'uranium se trouve en équilibre avec l'uranium X.

Absorption ou Adsorption

Les résultats expérimentaux ont montré qu'en quelques heures plus de 50 % de la quantité totale de l'uranium X est absorbée par le charbon. D'après ce résultat, on pourrait admettre que le phénomène est dû à l'adsorption, surtout si l'on tient compte qu'ul-

térieurement la diffusion dans le charbon n'a lieu que très lentement.

D'après la formule d'adsorption de Gibbs :

$$\Gamma = \frac{-c}{RT} \cdot \frac{d\sigma}{dc}$$

ou Γ représente la concentration sur la surface de l'adsorbant, c'est le même facteur que nous avions représenté par c_k : c_l la concentration de la solution, σ la tension superficielle à la limite des deux phases (dans le cas présent entre le charbon et la solution). De l'équation donnée on peut conclure, que, en général, entre Γ et c il n'y a aucune proportionnalité directe, parce que la valeur de c doit être encore multipliée par $\frac{d\sigma}{dc}$ dont la valeur change en même temps que celle de c.

Donc, comme nous le disions, nous avons employé une solution dont la concentration est 10^{-10} normale, seulement. Dans ce cas, la concentration superficielle Γ est tellement faible qu'elle n'influence pas la tension superficielle σ ; par conséquence la valeur de $\frac{d\sigma}{dc}$ reste constante. On peut alors écrire.

$$\Gamma = \text{const.} \frac{c}{RT}$$

Il y a entre Γ et c une simple proportionnalité. Le cas présent peut être considéré comme analogue à celui d'un gaz se partageant entre deux dissolvants indifférents suivant la loi de Henry, Seulement la surface est influencée par une quantité relativement faible d'une matière étrangère. C'est pour cette raison que dans tous les cas d'adsorption observés, c'est la loi de Freundlich qui s'applique et non pas celle de Henry, c'est-à-dire qu'on a :

$$\frac{x}{m} = \sqrt[3]{c_l}$$

Admettons que nous ayons affaire, dans le cas présent, à une adsorption. Nous avons vu que l'uranium X se partage au début, en raison de l'équation $c_l = \text{const.}\, c$, où la valeur de c représente seulement la concentration de l'uranium X à la surface du charbon. Après que l'équilibre est établi, un deuxième phénomène commence à prédominer : c'est la diffusion de l'uranium X vers les particules de charbon. Celui-ci peut avoir lieu de deux façons différentes : il peut provenir de l'uranium X se trouvant déjà sur les surfaces ou de celui qui est encore en solution. En tous cas, la vitesse initiale est proportionnelle à c_l ; de cette façon l'équilibre s'établit suivant la loi $c_l = \text{const.}\, c_m$, où c_m représente la concentration de l'uranium X au milieu du charbon.

La concentration totale mesurée se compose alors de deux termes : de c et de c_m ; la valeur de ces deux quantités étant proportionnelle à c_l, leur somme est égale à c_k. Dans ce cas on a $c_l = \text{const.}\, c_k$.

Cette explication satisfait d'une façon parfaite aux résultats expérimentaux. D'ailleurs cette hypothèse est justifiée aussi pour d'autres faits qu'on connaît concernant l'absorption-adsorption par le charbon. Davis (*Journ. Chem Soc.* 91.) observe le même phénomène lorsqu'il étudie l'adsorption de l'iode par le charbon dans la solution de toluol et Travers (*Proc. Roy. Soc. London* 78.) en étudiant l'adsorption de CO^2 et H^2 par le charbon. Les deux auteurs admettent qu'une partie de la matière est absorbée et l'autre dissoute par le charbon.

Si malgré tout on tente de donner une autre explication que la précédente, on pourrait admettre, soit : *a*, que l'uranium X n'est qu'adsorbé par le charbon soit : *b* que l'uranium X est seulement absorbé par le charbon. Ces deux dernières hypothèses ne sont pas admissibles ; pour le cas *a*, il resterait inexplicable que l'uranium X soit adsorbé même au bout de deux semaines ; et, pour *b*, on ne pourrait comprendre pourquoi le phénomène ne peut pas être représenté dès le début par l'équation :

$$-\frac{dc_l}{dt} = a.c_l.m - b.q_k.$$

Influence de l'adsorption par d'autres substances radioactives.

On a opéré sur des solutions de nitrate d'uranium préparées dans les mêmes conditions ; on les agitait avec le charbon, qu'on retirait ensuite, après un séjour de quatre mois environ. C'était toujours ce sel (en équilibre) qu'on employait pour les essais précédemment décrits. Les différents échantillons se comportaient toujours de la même façon, et leurs activités étaient toujours exactement identiques entre elles.

Cependant, des différences se présentaient entre le sel ainsi préparé et celui qui venait directement du commerce et précédemment non débarrassé de l'uranium X, quoique les activités ramenées à un même poids soient précisément les mêmes.

Ces différences se présentaient dans le fait que la valeur de $\frac{C_l}{C_k} = \text{const.}$ était toujours plus grande pour l'uranium antérieurement non débarrassé de l'uranium X que pour le sel ayant subi cette manipulation. Néanmoins cette valeur variait d'un échantillon à l'autre. La valeur de la constante peut doubler et même tripler. On a même trouvé des échantillons où la valeur de la constante décroît lorsque C_l augmente.

En cherchant la cause de cette anomalie on pourrait supposer que les solutions précédemment non traitées par le charbon sont plus acides que celles qui ont subi cette opération. On a pu voir qu'il n'en est

pas ainsi, car les analyses ont montré que la teneur en A_3O_4 n'a pas subi de changement et parce que par expériences on a vérifié que les différentes solutions différemment acidifiées ou neutralisées donnaient la même constante $\frac{C_l}{C_k}$.

C'est alors qu'on a supposé que le sel contenait, outre l'uranium X, d'autres substances radioactives qui influençaient l'adsorption. Lorsque l'uranium a déjà été traité par le charbon, ces substances ont été retirées. Par conséquent le traitement renouvelé, l'adsorption s'est présentée d'une façon « normale ». Mais s'il en est ainsi comment expliquer la radioactivité identique de ces différents échantillons? On peut supposer alors que la quantité de cette substance est tellement faible que sa présence ne peut pas être décelée même à l'électroscope; si on suppose que cette substance est une émanation, en la chassant du liquide par chauffage, la constante nouvellement déterminée doit se changer dans le même sens que si le sel avait subi un traitement antérieur par le charbon.

L'hypothèse a été justifiée, la valeur de la constante baisse. Alors, on peut prévoir qu'il est possible d'influencer la valeur de la constante, lorsqu'on mélange une faible quantité de substance radioactive dans la solution uranique. Pour le vérifier, on a mélangé 0,05 g. de sulfate de thorium à 10 cm³ d'une solution d'azotate d'uranyle (0,55 normale). Les essais d'adsorption ont donné le résultat : $C_k = 0$. La petite quantité du sel de thorium empêche complètement l'adsorption de l'uranium X, lequel reste quantitativement en solution.

En augmentant la quantité de thorium dans la solution, le résultat est analogue au précédent. Dans un autre essai, où la substance étrangère était le sulfate d'aluminium, on a montré que celui-ci, contrairement au précédent, n'a aucune influence sur la constante, dont la valeur était la même que dans le cas du sel pur.

Dans une autre expérience, on introduisait à l'aide d'un courant d'air l'émanation du thorium dans la solution; au bout de 12 heures, on interrompait l'introduction de l'émanation et on déterminait la constante : $\frac{C_l}{C_k}$. Elle était doublée, quoique l'activité du sel en solution restât, naturellement entre les limites de précision atteintes, sensiblement la même. La sensibilité de ce phénomène est évidemment très considérable et on pourrait l'utiliser pour déceler certaines substances radioactives, peu perceptibles par la simple méthode électroscopique, quoique très sensibles.

Mais la connaissance de ce fait en explique encore d'autres. On sait combien il est difficile quelquefois de refaire une précipitation d'un produit actif : l'opération réussit quelquefois, mais pas toujours. Nous en savons maintenant la cause. Lorsqu'on traite par exemple une substance renfermant du radium, du thorium ou de l'actinium, la teneur en produits successifs varie de jour en jour. On trouvera le lendemain dans la substance des produits qui n'y étaient pas la veille : une concentration par adsorption peut réussir avec la substance fraîchement préparée et manquer quand celle-ci devient plus âgée.

L'équilibre de l'absorption peut complètement varier en présence de produits actifs étrangers. Il peut arriver, par exemple, qu'on puisse séparer le radium A par le sulfate de baryum et que plus tard la même substance reste sans action à cause des nouveaux éléments radioactifs qui se sont formés depuis, dans la substance.

Quel peut être cet élément radioactif étranger dans le sel d'uranium? Le plus probable est que c'est le produit ou peut-être les produits de l'uranium X, parce que le coefficient observé avec les produits venant de même masse paraît varier dans ce sens. Il semble aussi que cet élément ou un de ces éléments auquel la variation du coefficient est dû, est une émanation. Au moins c'est qu'on peut conclure du fait que le coefficient varie lorsque la solution est chauffée avant l'expérience.

En tout cas, quant à l'élément qui dérive de l'uranium X, l'hypothèse est justifiée, parce que nous savons déjà qu'il existe. Comme explication de l'influence des éléments radioactifs sur l'absorption, on peut donner la suivante : on sait qu'en présence des solutions salines la surface du charbon est chargée; cette charge est positive dans notre cas. L'uranium X est, de sa part, au moment de sa naissance, négativement chargé et c'est pourquoi il est attiré et absorbé par le charbon. S'il y a maintenant un autre élément radioactif ayant une charge positive dans la solution, l'uranium X peut se réunir avec celui-ci, en composant un corps neutre : aussitôt que celui-ci arrive, l'attraction par le charbon cesse.

Une autre explication paraît encore plus simple. Supposons deux substances, A et B, séparément dissoutes dans le dissolvant de même composition, et supposons qu'on ait trouvé que A est plus absorbable par le charbon que B.

Si l'on étudie ensuite la réaction entre le charbon et le mélange des solutions de ces deux matières, on peut constater que ce n'est que A qui est absorbé, tandis que sur B aucune action ne peut être décelée. Il semble que le cas actuel est analogue. Le produit du thorium paraît plus absorbable par le charbon que l'uranium X, c'est pour cette raison que ce dernier n'est point absorbé lorsqu'on a les deux éléments en solution. Certes, à présent on ne peut pas encore juger quels sont les éléments qui empêchent l'absorption de l'uranium X, et quels sont ceux qui restent neutres.

Il semble en tout cas que l'uranium même a peu

d'influence à ce point de vue. Une faible action cependant existe.

Répartition de l'uranium X entre le charbon et entre un liquide exempt d'uranium.

0,5—1 gr. de charbon a été agité pendant plusieurs jours avec un litre d'une solution 5/10 normale d'azotate d'uranyle, puis le charbon recueilli a été soigneusement lavé jusqu'à ce qu'il ne contienne plus d'uranium. Dans la solution traitée il restait encore 5 pour 100 de la quantité totale d'uranium X, les 95 pour 100 se trouvant dans le charbon.

Une certaine quantité de ce charbon a été soigneusement mélangée avec une quantité pesée de NaCl; ce mélange a été introduit dans une solution diluée de HCl, agité avec elle puis filtré. Dans cette solution on a pu retrouver 66,6 pour 100 de la quantité totale de l'uranium X qui se trouvait dans le charbon.

Le résultat était tout autre lorsqu'on employait l'eau distillée ou la solution de $NaAzO^3$. Celles-ci sont toujours inactives, contrairement aux bases et aux acides qui — lorsqu'ils étaient relativement concentrés — entraînent presque toute la quantité d'uranium X.

Pour le cas de l'acide chlorhydrique on a pu mettre en évidence que l'équilibre s'établit déjà au bout d'une journée : après ce temps aucune diffusion n'a plus lieu du charbon vers l'acide.

Il est intéressant de comparer les propriétées de l'uranium X avec celle de la radioactivité induite du thorium. Lerch (*Ann. de Phys.* [4] **12**, 745) recueille ce dernier sur un plateau en platine chargé à un potentiel élevé et suspendu au-dessus d'un sel de thorium. On peut constater que, entre la propriété de cette activité induite et celle de l'uranium X recueilli par le charbon, il y a, au point de vue chimique, beaucoup d'analogies.

Matière employée pour l'essai.	Quantité relative de l'activité induite de thorium qui se dissout.	Quantité relative de l'uranium qui se dissout.
HCl.	Beaucoup	Beaucoup.
$HAzO^3$.	—	—
H^2SO^4	—	—
KOH.	Beaucoup, mais moins que dans le cas des acides.	Beaucoup, mais moins que dans le cas des acides.
H^2O froide.	Rien du tout.	Rien du tout.
H^2O chaude.	Très peu, mais appréciable.	Très peu, mais appréciable.
Ether.	Rien du tout.	Rien du tout.

On peut se proposer de faire une étude semblable sur l'uranium X, en employant deux plans liquides formés, par exemple, par l'éther et l'eau. Les résultats seraient plus faciles à interpréter.

Reçu le 30 octobre 1909.

Extrait du mémoire allemand par B. Szilard.

ANALYSES

Radiations

Sur la phosphorescence à très basse température. — Henri et Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes. (*Proc. Roy. Acad. Amst.* **12** (1909) 76-88). — Ce travail porte principalement sur la phosphorescence à très basse température des sels d'uranyle. On démontre qu'il existe pour ces sels une relation étroite entre les bandes du spectre d'émission par phosphorescence et les bandes du spectre d'absorption, que leur distribution dans chaque spectre suit la même loi. C'est la manière dont les bandes du spectre d'émission se comportent aux températures très basses qui a permis de préciser ces analogies.

Le montage expérimental a été décrit antérieurement[1] ; la phosphorescence était provoquée par le faisceau intense d'un arc électrique.

Un premier point important est que l'abaissement de la température jusqu'à 14° absolus (solidification de l'hydrogène) ne modifie en rien ni l'éclat de la phosphorescence, ni sa durée ; elle cesse avec l'illumination excitatrice.

Les bandes d'émission, assez floues à la température ordinaire, se résolvent en composantes très fines et brillantes, comme on le voit sur la figure 1, relative au sulfate d'uranyle et de potassium. De plus il y a un léger mais certain déplacement de la tête des bandes vers le côté des petites longueurs d'onde ; ce déplacement est de 2 à 5 $\mu\mu$ entre la température ordinaire et l'ébullition de l'azote, mais le peu de netteté de la bande à la température ordinaire empêche de le mesurer avec précision ; il est mesurable avec précision entre 80° et 20°, mais beaucoup plus petit (de l'ordre de 0 $\mu\mu$,2) ; il est de l'ordre de 0 $\mu\mu$,01 à 0 $\mu\mu$,02 entre 20° et 14° : il semble donc que la bande tende asymptotiquement vers une position limite.

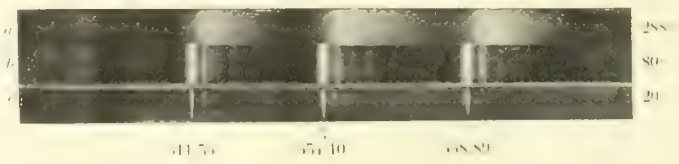


Fig. 1.

1. *Le Radium*, 5 (1908) 227.

Le spectre d'un sel donné se compose d'un certain nombre de groupes de bandes (7 à 8), comme l'indiquent les figures 1 et 2 ; les différences que présente l'aspect des différents groupes tiennent à ce que l'intensité des composantes varie régulièrement d'un groupe à l'autre ; à part

Fig. 2.

cela les différents groupes semblent constitués de composantes *homologues* ; seul le groupe le plus réfrangible présente quelquefois une structure différente ; cela peut provenir de ce que ce groupe renferme des bandes qui appartiennent à la fois au spectre d'émission et au spectre d'absorption.

Grâce à la finesse des bandes homologues à basse température, on a pu mesurer à $0\nu,05$ près l'intervalle de fréquence qui sépare les homologues. *La différence entre les fréquences de deux bandes homologues est constante, non seulement pour les homologues des groupes d'une même série, mais même pour toutes les séries de bandes homologues du même sel.* La valeur de cet écart constant diffère peu d'un sel à l'autre. Il semble bien que l'uranyle imprime un caractère commun très nettement marqué aux spectres de tous ses sels. Les différences entre les spectres pour le nombre des séries et l'espacement des groupes seraient dues au rôle de l'acide combiné.

La structure des groupes de bandes fait penser aux spectres de bandes des gaz (fig. 3, relative au sulfate d'uranyle),

Fig. 3.

ce qui corrobore l'hypothèse qu'il s'agit de spectres de molécules. L'effet d'un champ magnétique de 20 000 gauss au moins a été nul, même pour les composantes les plus fines, à la température de 14°.

Certains des spectres observés contiennent, comme on l'a dit, des bandes qui leur sont communes avec les spectres d'absorption. C'est là un fait très important qu'une expérience spéciale a nettement mis en évidence : on fait passer un faisceau intense de lumière blanche à travers un cristal d'autunite et on marque la position de la bande d'absorption ; on diminue alors l'intensité du faisceau et on éclaire progressivement la lame avec un faisceau de lumière violette. *On voit peu à peu la bande sombre se transformer en une bande lumineuse occupant exactement la même position.*

Toutes ces observations semblent donner à la phosphorescence des sels d'uranyle un caractère tout différent de celui que possède la phosphorescence des oxydes alcalino-terreux et des sulfures. Les sels d'uranyle sont en effet toujours phosphorescents, même quand ils sont parfaitement purs. La cause de la phosphorescence serait ici dans le lancement des électrons hors de l'atome d'uranium ou du groupe uranyle sous l'influence de la lumière excitatrice et dans leur retour à la position initiale, sans qu'il y ait lieu de faire intervenir des « centres » complexes comme ceux qu'a imaginés M. Lenard pour la phosphorescence des sulfures et des oxydes alcalino-terreux. L. Dunoyer.

Sur la dispersion anomale de la polarisation rotatoire magnétique. — **G.-J. Elias** (*Verh. d. Deutsch. phys. Ges.* **11** (1909) 207-210) 2e communication.

Résultats généraux :

1° L'auteur a fait des mesures photométriques de l'absorption par des solutions de terres rares de différentes concentrations. L'absorption varie avec la concentration.

2° Au spectroscope on constate de notables variations des spectres d'absorption avec la concentration et la quantité d'acide présente en solution.

3° Les deux méthodes d'observation, spectrométrique et photométrique, ne donnent pas de résultats parfaitement concordants. La méthode photométrique est préférable à la méthode spectrométrique. On ne peut dire actuellement si les différences entre les deux méthodes sont dues à des facteurs physiologiques ou à la dispersion anomale.

4° L'auteur a fait des mesures de polarisation rotatoire magnétique au moyen de la méthode à pénombre. Dans tous les cas il a pu montrer l'allure anomale du phénomène au voisinage des bandes d'absorption, en particulier pour les terres rares.

5° La position des maxima et minima de rotation est indépendante de la concentration et de la contenance en acide. La grandeur relative de ces maxima et minima est par contre très variable avec ces deux facteurs. En gros, un accroissement de la concentration agit comme une augmentation de la quantité d'acide.

6° L'auteur a pu constater une influence très probable de l'épaisseur de la solution : le pouvoir rotatoire est relativement plus grand en valeur absolue quand la couche traversée est plus mince.

7° La rotation n'est pas proportionnelle au champ magnétique. L'auteur n'a pas pu trouver la loi du phénomène.

8° Lorsque la température s'abaisse, la rotation ainsi que ses anomalies augmentent considérablement. Les anomalies sont souvent inversement proportionnelles à la température absolue.

9° Le type de courbes que donne la théorie de Voigt n'a été observé que rarement et d'une façon approximative. Le type de Drude est bien plus fréquent. Certains cas peuvent s'expliquer par la superposition de plusieurs courbes du genre Drude. E. Bauer.

La dispersion rotatoire magnétique dans le spectre infra-rouge. — **V. Meyer** (*Verh. d. d. phys. Ges.*, **11** (1909) 281-289) (Note préliminaire). — Ce travail, fait sous la direction de Rubens au laboratoire de physique de l'Université de Berlin, consiste en des mesures de la constante de Verdet pour le sel gemme, la sylvine, la fluorine, entre 0,4558 μ et 8,85 μ. Les formules de Drude se trouvent bien vérifiées, en ne tenant compte que des bandes d'absorption situées dans l'ultra-violet.

Les bandes infra-rouges n'ont pas d'influence, car elles sont dues à des particules bien plus grosses que les électrons (au moins deux mille fois plus grandes) sur lesquelles un champ magnétique n'a pas d'action. Les valeurs de e/m que M. Meyer tire des résultats de ses expériences sont :

Pour le sel gemme e/m : $1,512 \times 10^7$.

Pour la sylvine : $1,418 \times 10^7$.

Pour la fluorine : $1,208 \times 10^7$.

Pour l'eau : $1,47 \times 10^7$ (d'après des mesures de Landau, Siertsema et Ingersoll). L'accord de ces nombres entre eux et avec les valeurs admises d'ordinaire est aussi bon que possible. E. Bauer.

Absorption et rotation magnétique dans l'hydrogène incandescent. — **R. Ladenburg** (*Phys. Zeitsch.*, **10**, (1909) 497-505). — L'auteur a démontré précédemment que l'hydrogène incandescent est absorbant pour la lumière qu'il émet et que cette absorption suit la loi exponentielle (loi de Biot-Lambert). Toutefois au voisinage de l'origine la courbe représentative de l'absorption présentait de légères anomalies qu'il s'agit d'expliquer. L'auteur les attribue aux variations de largeur des raies spectrales quand on augmente l'épaisseur de la couche absorbante. Il a également complété ses anciennes recherches en mettant en évidence la rotation magnétique anomale au voisinage des raies d'absorption (effet Macaluso-Corbino). La conclusion théorique intéressante qui ressort de ces nouvelles recherches est que le nombre des électrons intervenant dans la dispersion est proportionnel à l'intensité du courant dans le tube à vide. Léon Bloch.

Ionisation

Sur la charge des ions gazeux. — **J. Franck** et **W. Westphal** (*Verh. d. Deutsch. phys. Ges.*, **11** (1909) 276-280). — MM. Franck et Westphal ont publié récemment des recherches sur la mobilité et le coefficient de diffusion des ions gazeux produits par les rayons de Rontgen (*Verh. d. d. phys. Ges.*, **11** (1909) 146), analysé dans *Le Radium*, **6** (1909) 120). Ils ont trouvé des ions divalents.

La même méthode appliquée aux rayons α (Polonium) et β (Radium) ne donne que des ions monovalents, résultat conforme à ceux de Townsend et de ses élèves. On n'a pas réussi à démontrer l'existence d'ions divalents des rayons γ. Mais leur non-existence n'est pas certaine. Enfin l'aigrette donne des petits ions monovalents et des gros ions. Ce fait était connu depuis longtemps. E. Bauer.

Les ions des gaz. **William Sutherland** (*Phil. Mag.* **18** (1909) 541-571). — Ce mémoire est un essai de théorie cinétique appliquée au calcul de la mobilité des ions. Jusqu'ici on ne possédait guère sur le sujet que l'important mémoire de Langevin[1]. Le travail de M. Sutherland a le grand avantage de présenter un point de vue nouveau, il contient un grand nombre d'hypothèses assez différentes de celles qui sont généralement admises en France et paraît mériter d'autant plus d'intérêt qu'il s'appuie sur les résultats bien connus obtenus par M. Sutherland dans la théorie de la viscosité.

L'auteur distingue trois catégories d'ions, à la différence de J. J. Thomson et de Langevin qui n'admettent que deux sortes d'ions existant à l'état stable. Ces ions sont caractérisés par des mobilités dont l'ordre de grandeur à 15°C est respectivement 2, 0,02 et 0,002. Les premiers sont des *molécules* (petits ions), c'est-à-dire des atomes chargés. Les seconds ou *noyaux* possèdent en plus une enveloppe gazeuse. Les troisièmes (gros ions) sont formés d'un petit ion entouré d'une masse liquide ou solide pourvue elle-même d'une enveloppe gazeuse.

I. — *Petits ions.* — Si l'on se contente d'ajouter à la force de cohésion s'exerçant entre deux molécules une force supplémentaire d'origine électrique due à la charge de l'ion, un calcul analogue à celui qu'a fait M. Sutherland pour établir la formule de la viscosité des gaz conduit à une formule du type suivant pour la mobilité :

$$u = \frac{\sqrt{T}}{1 + C/T} \qquad (1)$$

Cette formule s'accorde assez bien avec certains résultats de Philipp relatifs à la variation de mobilité des petits ions en fonction de la température. Mais dans certains gaz, l'air par exemple, l'accord est seulement qualitatif. Pour arriver à un accord quantitatif, il faut d'après M. Sutherland faire intervenir deux nouveaux types de viscosité dus 1° à l'action mutuelle des ions; 2° à l'action d'un ion sur les charges de polarisation induites dans son voisinage. Avec ces hypothèses on se rend très bien compte de la variation des mobilités avec la température sans faire appel comme le fait Langevin, à une agglomération des molécules neutres en nombre variable autour de l'ion ou à un accroissement de volume de l'ion.

En ce qui regarde le coefficient de recombinaison α, M. Sutherland estime que l'équation classique

$$\frac{dN}{dt} = \alpha N^2 \qquad (2)$$

ne peut être regardée que comme une première approximation. Elle n'est vraie que sous certaines hypothèses de symétrie relatives à la répartition des ions des deux signes. D'autres hypothèses tout aussi plausibles conduisent à cette conclusion que c'est $N^{\frac{3}{2}}$ et non N qui est inversement proportionnel au temps. Cette loi rend très bien compte de certains résultats de Barus et paraît s'accorder aussi bien que la loi (2) avec la plupart des résultats de Langevin lui-même.

II. — *Noyaux.* — Dans le cas des ions appelés *noyaux* (voir plus haut) l'importance de la viscosité due à l'action de la charge de l'ion sur les charges de polarisation induites par lui devient négligeable : en effet la charge centrale n'est que peu mobile par rapport à l'atmosphère fortement polarisée qui l'environne et n'a de vitesse relative appréciable que par rapport aux molécules lointaines, faiblement polarisées. Il ne subsiste plus que la viscosité du premier type, celle qui est due à l'action mutuelle des charges; c'est le cas opposé à celui des petits ions.

De cette conception et de l'égalité approchée des mobilités que donne ici l'expérience pour les ions des deux signes, M. Sutherland tire la conclusion que les mobilités doivent être inversement proportionnelles à $q^{\frac{1}{2}}$, si q désigne le nombre des charges de chaque signe libérées dans le gaz.

C'est en effet le résultat auquel est arrivé Moreau dans l'étude de la conductibilité des flammes. M. Sutherland montre qu'on peut aussi dans ce cas prévoir la loi de variation des mobilités avec la température, mais c'est au prix d'hypothèses d'un caractère très spécial sur la constitution de l'atmosphère du noyau.

Incidemment, M. Sutherland signale une cause d'erreur importante dans les mesures ordinaires de mobilités par la méthode des courants gazeux : la mobilité d'un ion de signe déterminé n'est pas la même dans les régions du tube où il est mélangé aux ions de l'autre signe et dans les régions où, la filtration étant complète, un des types de viscosité vient à disparaître. L'erreur peut théoriquement être du simple au double.

III. — *Gros ions.* — M. Sutherland démontre que la mobilité dans ce cas doit être une fonction linéaire de l'état hygrométrique, comme semblent l'indiquer les résultats de Pollock. La mobilité doit aussi être inversement proportionnelle à la pression, ce qui pourra avoir son importance lorsqu'on fera des mesures de précision sur les ions de l'atmosphère. Enfin elle dépend de la concentration des ions suivant une loi compliquée.

M. Sutherland adresse quelques critiques à la théorie de J. J. Thomson et de Langevin sur la condensation de la vapeur d'eau. L'expression employée par ces auteurs pour

1. *Ann. Phys. Ch.* 1905.

l'énergie potentielle d'une gouttelette électrisée repose sur des notions d'électrostatique qui perdent une partie de leur sens lorsqu'on parle d'une seule molécule ou d'une agglomération d'un petit nombre de molécules.

Léon Bloch.

Production de rayons positifs par la lumière ultra-violette. — **H. Dember** (*Ann. der. Phys.*, **30** (1909) 157-165). — On a beaucoup discuté sur l'origine des charges positives qui contribuent au passage de l'électricité dans les tubes à vide : sont-elles dues uniquement à l'ionisation du gaz par les chocs des rayons cathodiques, ou bien la cathode elle-même est-elle capable d'émettre des rayons positifs?

L'auteur montre que les deux effets coexistent quand on éclaire une cathode par des rayons ultra-violets. Le premier est prépondérant aux hautes pressions, le second dans le vide de l'air liquide.

Il place derrière une cathode percée, éclairée par la lumière d'une lampe à mercure en quartz, une lame collectrice communiquant avec un électromètre à quadrants et protégée par un cylindre de Faraday. Il mesure le courant dû aux charges positives qui ont traversé les trous de la cathode, et viennent tomber sur la lame.

I. — Les expériences ont donné les courbes ci-dessous,

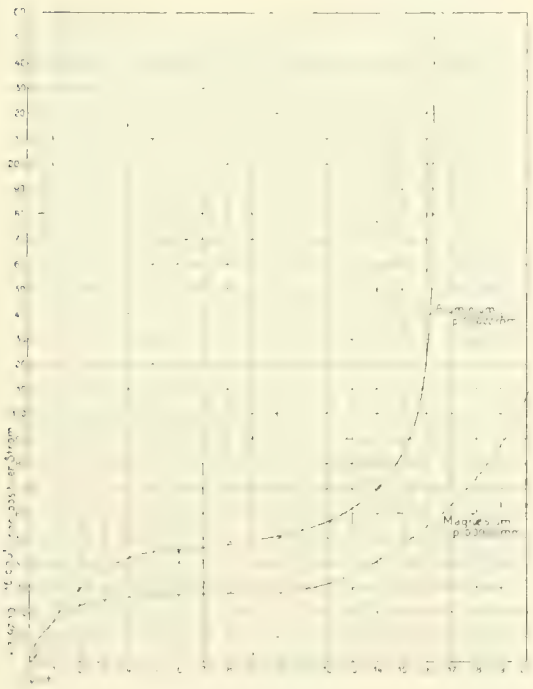


Fig. 1.

aux pressions relativement fortes de 0,0022 mm. et 0,0008 mm.

Pour les champs faibles, le courant est dû uniquement aux charges positives émises par la cathode. La courbe a l'allure d'une courbe de saturation. Puis, vers 7 volts se produit un point d'inflexion : l'ionisation par les chocs des rayons cathodiques commence à intervenir, on recueille sur la lame des rayons canaux produits dans le gaz. Ces expériences donnent donc directement la vitesse pour laquelle les corpuscules émis par la cathode sous l'influence de la lumière ultra-violette commencent à ioniser le gaz. Cette vitesse est de 8 vols (1 volts représente la vitesse avec laquelle les corpuscules sont émis par le métal, 7 volts la vitesse due au champ électrique) ou bien $1,7 \times 10^8 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ correspondant à une énergie de $12,5 \times 10^{-12}$ erg.

II. — Dans le vide de l'air liquide on obtient des courbes

Fig. 2.

analogues à la courbe 2. L'influence de l'ionisation par les chocs est négligeable.

Ces courbes permettent de calculer la vitesse maxima d'émission des rayons positifs par le métal sous l'influence de la lumière ultra-violette; cette vitesse est donnée par la position du point où la courbe atteint pratiquement son maximum. Cette vitesse est de 5 volts. Au-dessous de 5 volts une partie des rayons positifs n'est pas arrêtée par le champ électrique, elle vient frapper l'anode et ne peut plus retomber sur la cathode.

Lorsqu'on fait varier la pression, le courant positif recueilli par l'électrode située en arrière de la cathode, passe par un maximum pour une pression donnée, comme le courant qui va de la cathode à l'anode (Stoletow-Righi).

E. Bauer.

La nature de l'ionisation produite dans un gaz par les rayons γ. — **R. D. Kleeman** (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1909), 169-177). — L'ionisation produite dans un gaz que traversent des rayons γ peut se décomposer en trois parties. L'une provient des ions que les rayons détachent des molécules avec une vitesse trop faible pour qu'ils puissent produire de nouveaux ions; la deuxième provient des rayons cathodiques secondaires émis par les parois, et la troisième des rayons cathodiques rapides émis par les molécules du gaz. Les deux premières parties sont proportionnelles à la pression et la troisième est proportionnelle au carré de la pression p, de sorte que l'ionisation totale est de la forme $(A + B)p + Cp^2$.

Or Laby et Kaye[1] ont montré que l'ionisation totale est proportionnelle à la pression dans un grand intervalle. Le coefficient C est donc petit et la troisième cause d'ionisation est négligeable. Le présent travail a pour objet de donner des indications sur l'importance relative des deux autres causes d'ionisation.

Parmi les expériences de l'auteur, nous citerons seulement la suivante : Une chambre d'ionisation A (fig. 1) haute de 7 centimètres avec 10 centimètres environ de côté est fermée en haut et en bas par des feuilles de papier tendu; elle est placée sur les pôles B_1 et B_2 d'un électro-aimant au dessous duquel se trouve une plaque de plomb C, épaisse de 5 centimètres et percée d'un trou a (5,2 × 5) laissant passer les rayons γ émis par 50 milligrammes de bromure de radium contenus dans le tube de plomb D. L'électrode isolée est formée d'un fil plié en carré que le rayonnement γ n'atteint pas. Sur le trou a on peut mettre une plaque de métal b (aluminium, 4 millimètres d'épaisseur).

On ferme d'abord le trou a avec un bouchon de plomb et on mesure la fuite correspondant à la protection imparfaite des écrans de plomb. Puis on refait la mesure en enlevant le bouchon de plomb. Le courant correspond à l'ionisation produite dans le gaz par les rayons γ et par les

1. Voir *Le Radium*, 6 (1909) 149.

rayons secondaires émis à peu près suivant le même trajet, par la plaque métallique *b*, comme l'a montré l'auteur. On mesure une troisième fois le courant en excitant l'électroaimant de manière à supprimer les rayons β émis par *b* (ce dont on peut s'assurer directement).

On trouve ainsi que l'ionisation totale dans le cône *c* tombe à 55 pour 100 de sa valeur initiale, quand on fait agir le champ magnétique. L'action directe des rayons γ

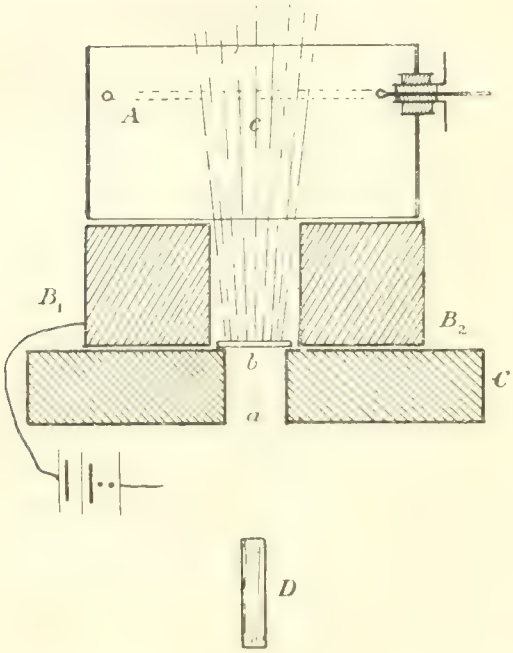


Fig. 1.

produit donc 45 pour 100 environ de l'ionisation totale (puisque le rayonnement secondaire des feuilles de papier est négligeable). Les autres expériences décrites par l'auteur indiquent une part un peu plus forte pour l'action directe des rayons γ. Cette action se traduit, d'après les expériences de Laby et Kaye, par une émission de rayons β très lents, ou rayons δ. Les expériences de Crowther sur les rayons X et de Strutt sur les rayons β conduisent au même résultat.

D'après ce résultat on est conduit à corriger le nombre donné par Eve pour le nombre total d'ions produits en une seconde par les rayons γ d'un gramme de bromure de radium, au sein d'une masse gazeuse qui les absorberait complètement ($4,4.10^{14}$ au lieu de $8,9.10^{14}$).

Louis Dunoyer.

Action de la lumière ultra-violette sur l'étincelle. — **B. Marzetti** (*Il Nuovo Cimento*, V-**17** (1909) 387-391). — En employant deux électrodes sphériques polies toutes deux mais dont l'une (fer) est sensible, l'autre (fer-zinc) est insensible à la lumière ultra-violette, l'auteur montre que l'action de cette lumière s'exerce toujours sur le pôle négatif et que les cas contraires doivent s'expliquer par un effet de réflexion ou de diffusion de la lumière. M. Marzetti a aussi observé des cas où le potentiel disruptif n'est pas abaissé mais augmenté par l'action de la lumière ultra-violette.

Léon Bloch.

L'émission d'électricité par le charbon incandescent. — **J. A. Pollock** et **B. Ranclaud** (*Phil. Mag.*, **17** (1909) 566-574). — Les auteurs mesurent le courant que l'on peut faire passer entre deux charbons dont l'un H est chauffé par un courant électrique. La température de ce charbon est mesurée à l'aide d'un pyromètre optique Holborn et Kurlbaum. La forme générale des courbes qui représentent le courant passant entre les deux charbons en fonction de la différence de potentiel est représentée figure 1. Quand le charbon chaud est négatif, l'arc s'amorce brusquement pour une certaine valeur de la différence de potentiel. Les auteurs donnent un certain nombre de courbes et de résultats se rapportant à différentes températures. La différence de potentiel critique diminue quand la température augmente.

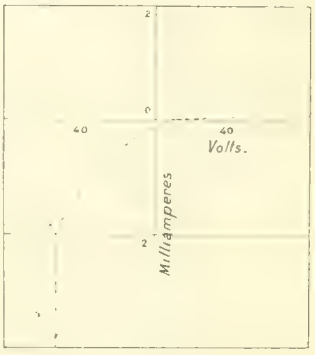


Fig. 1.

M. Moulin.

Discontinuité du potentiel à la surface du carbone incandescent. — **A. Pollock**, **B. Ranclaud** et **P. Norman** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 229-235). — Lorsque des électrons sont émis par un métal sous l'effet d'une haute température, il naît à la surface du métal une différence de potentiel de contact, le métal devenant positif par rapport au gaz. Cette différence de potentiel peut se mesurer au moyen d'une force électromotrice compensatrice suffisante pour annuler le courant dans le circuit. Lorsqu'il y a émission non seulement d'électrons mais aussi d'ions positifs, ces deux espèces de centres sont arrêtés par les molécules du gaz à des distances moyennes différentes, et la différence de potentiel compensatrice est inférieure à la différence de potentiel de contact qui existerait s'il n'y avait émission que d'une espèce de centres.

Avec l'appareil qu'ils ont déjà décrit précédemment, les auteurs ont déterminé la différence de potentiel de contact (f. é. m. compensatrice) pour le charbon incandescent à différentes températures. Ils se sont servis de charbons à mèche destinés aux lampes Lilliput, sauf pour une observation à 5040° absolus pour laquelle ils ont employé un charbon d'autre provenance. Les différents échantillons de charbons semblent se comporter sensiblement de la même manière. A la température de 3120° absolus, sous une différence de potentiel de 50 volts, le courant négatif était vingt fois plus grand que le courant positif du charbon chaud au charbon froid, ce qui semble indiquer que l'émission positive est petite par rapport à l'émission d'électrons.

La courbe qui représente la variation de la différence de potentiel de contact en fonction de la température possède une allure tout à fait régulière. Elle s'élève rapidement à partir de 5000°. Elle peut s'extrapoler très sensiblement jusqu'au point V = 16,7 volts, T = 5690°, qui correspond aux observations de Duddell sur la force contre électromotrice du charbon anodique.

Avec un fil de fer la différence de potentiel de contact est 0°,85 à 1410° absolus et 0°,25 à 1570°. Avec un fil de platine on trouve 0°,40 à 1589°; avec un filament Nernst sous régime normal 0°,25.

On sait que la formule de Richardson $V = V_0 e^{-\frac{\varphi}{T}}$ représente très bien l'émission corpusculaire des métaux en

fonction de la température θ. Dans cette formule la constante b représente la différence de potentiel de contact multipliée par la constante universelle R. Les expériences de Richardson sur le sodium, le platine, le charbon, conduisant à des valeurs très élevées de la différence de potentiel de contact : V = 2,45 4,1 6,1. Il semble qu'on ne puisse pas regarder b comme constant aux hautes températures.

Les résultats contenus dans le présent mémoire permettent de calculer en première approximation la vitesse d'émission des corpuscules à toute température. Il suffit d'écrire que la force vive $\frac{1}{2}mv^2$ est égale au travail dépensé à la traversée de la couche de passage. On a alors $Ve = \frac{1}{2}mv^2$. On trouve que les corpuscules émis par le charbon ont une vitesse initiale de $1,5.10^8$ à 5575° et $2,5.10^8$ à 5690° absolus. Les corpuscules émis par le filament Nernst n'ont qu'une vitesse de 5.10^7 centimètres par seconde.

Léon Bloch.

Sur l'électricité développée par la chute du mercure et l'effet de contact entre les métaux et les gaz. — A. Becker (*Ann. d. Phys.*, **29** (1909) 909-940). — L'auteur fait sur le mercure et quelques amalgames des expériences analogues à celles de Lenard sur l'électrisation de l'air par les chutes d'eau. Il laisse tomber un jet de mercure pur sur des obstacles divers, dans des gaz variés, et fait passer le gaz dans un condensateur cylindrique, afin d'en étudier l'électrisation. Toutes les matières sont aussi pures que possible. On obtient dans tous les cas des charges des deux signes avec excès d'un des signes. Pour le mercure pur, l'effet dépend surtout de la nature du gaz (air, H², CO²) et de celle de l'obstacle (Fe, Hg, Pt, Cu, Al, Zn). Les phénomènes s'expliquent, d'après l'auteur, en admettant qu'il se forme des couches doubles à la surface de contact du liquide et du gaz, et à la surface de l'obstacle ; ces deux couches sont déchirées et séparées à l'endroit où le jet liquide vient frapper l'obstacle. C'est là, lorsque les surfaces de contact sont soumises à des brusques variations, que les charges sont libérées dans le gaz. L'étude du phénomène permet de classer les métaux et les gaz en une série très analogue à la série électrochimique

| Zn Al H Hg Air CO² Fe Cu Pt

Le gaz entraîne d'ailleurs des gouttelettes de mercure chargées positivement.

E. Bauer.

Phénomènes d'influence produits par les ions de la flamme. — A. Barnini (*Il Nuovo Cimento*, V-**17** (1909) 300-307). — Si les deux armatures d'un condensateur plan sont reliées à deux électroscopes et qu'on approche une flamme de l'une des armatures A, on constate que l'autre armature B se charge d'une façon appréciable en un temps beaucoup plus court que celui qu'on devrait prévoir d'après nos connaissances sur la mobilité des ions de la flamme. Inversement si une fois l'armature B chargée à un certain potentiel on éloigne la flamme en même temps qu'on met au sol le premier plateau, on constate une décharge de B qui va en s'atténuant avec le temps. Les deux phénomènes s'expliquent très bien si l'on admet que les ions mis en mouvement dans le champ électrique agissent *par influence* bien avant d'arriver en contact. Ce phénomène d'influence peut d'ailleurs être mis en évidence d'une façon directe en se servant d'une armature très allongée portant deux feuilles d'or l'une à un bout l'autre à l'autre bout. On constate alors en approchant la flamme que la feuille d'or la plus rapprochée se charge tandis que la feuille la plus éloignée se décharge ; ce n'est que lorsque les ions arrivent au contact de l'armature que celle-ci prend progressivement une charge d'ensemble déterminée. Il semble probable que les phénomènes d'influence mis en évidence par M. Barnini jouent un rôle important dans les variations de l'électricité atmosphérique.

Léon Bloch.

Phénomènes cosmiques

Observations du soleil faites à l'Observatoire de Lyon pendant le deuxième trimestre de 1909. — J. Guillaume. (*C. R.*, **149** (1909) 660-662). — Les observations ont consisté dans la détermination du nombre de groupes de taches, de leur surface totale, des cas d'absences et d'intermittences dans la visibilité de quelques groupes ; on a déterminé également la répartition des groupes dans chaque hémisphère. En ce qui concerne les régions d'activité, on a noté le nombre des groupes de facules, leur surface totale, leur répartition dans les deux hémisphères ; il résulte pour cette période d'observations une légère diminution d'activité dans la production de ces phénomènes par rapport à la période précédente.

G. Danne.

Méthode permettant la mesure des températures effectives des étoiles. Premiers résultats. Ch. Nordmann. (*C. R.*, **149** (1909), 557-560). — On mesure dans les diverses régions du spectre l'éclat de l'étoile observée par rapport à une étoile artificielle réalisée au moyen d'un étalon secondaire électrique, et on interchange, sur le trajet commun des deux astres, une série d'écrans liquides monochromatiques : on obtient ainsi des relations entre la température de l'astre observé et les données de l'appareil. C'est la méthode dite de photométrie stellaire hétérochrome.

Les observations faites sur des sources à température variant entre 1408° A et 3616° A ont donné des résultats conformes à la loi du rayonnement monochromatique de Planck et l'auteur a établi par des mesures au spectrophotomètre de la luminosité des écrans que les résultats pour des observations comprises entre 3616° A et 100 000° sont aussi conformes à la loi de Planck qui s'applique encore dans ces limites.

Une série de mesures relatives au soleil ont donné pour température effective de cet astre 5990° A, nombre très voisin de ceux obtenus par les méthodes actinométriques ou pyrhéliométriques. L'auteur a déterminé en outre les températures effectives absolues d'une série d'étoiles : les extrêmes de cette série sont 2980° avec ζ Persée et une température supérieure à 60 000° pour α Taureau. Ces étoiles, rangées par ordre de températures croissantes, donnent un tableau identique à celui de Lockyer, établi d'après les différentes classes spectrales.

G. Danne.

Sur la température de β Persée. — Ch. Nordmann. (*C. R.*, **149** (1909) 662-665). — La méthode de photométrie stellaire hétérochrome, appliquée à la mesure de la température effective de β Persée (Algol) a conduit à la valeur de 25 800° A. Une autre méthode indirecte, complètement indépendante, reposant sur la détermination de l'éclat par unité de surface de cette étoile à éclipse et sur la relation entre la variation d'éclat d'un corps incandescent émettant de la lumière blanche et sa température, donne pour la température de β Persée la valeur 22 900°, ce qui est une confirmation remarquable de la méthode directe de l'auteur.

G. Danne.

REVUE DES LIVRES

Sur la théorie des halos, par **Louis Besson**. Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris (Gauthier-Villars, 1909).

L'auteur s'est proposé d'étudier l'ensemble des phénomènes optiques réunis sous la dénomination de halo. C'est d'abord le cercle coloré qui se montre souvent autour du soleil et de la lune, connu sous le nom de halo de 22°; les arcs tangents inférieur et supérieur au halo de 22°; le halo circonscrit; les parhélies ordinaires de 22° et les arcs obliques de Lowitz; le cercle parhélique, les parhélies de 46°, l'anthélie, les paranthélies ordinaires de 120°, les paranthélies extraordinaires; le halo de 46° avec ses arcs tangents inférieur et supérieur désignés par arc circumzénithal et arc circumhorizontal, les arcs tangents infralatéraux; les arcs obliques de l'anthélie, etc.

L'explication de l'un quelconque de ces phénomènes comporte : 1° l'établissement d'un système optique susceptible de rendre compte de l'aspect et des diverses particularités du phénomène ; 2° la démonstration de l'existence d'un type de cristaux de glace réalisant ce système optique ; 3° la preuve que l'orientation exigée pour cette forme de cristaux a lieu effectivement dans l'atmosphère.

La première partie de ce travail résume les résultats de dix années d'observation : fréquence des diverses formes de halos, variations de fréquence des halos suivant la nébulosité, l'heure, la saison et la hauteur du soleil ; les mesures angulaires sur les halos.

Dans la deuxième partie, l'auteur étudie expérimentalement l'orientation que prennent les corps solides en tombant dans les fluides, liquides non visqueux, liquides visqueux, air.

Enfin dans la troisième partie, M. Besson aborde la théorie des diverses formes de halos, en recherchant parmi les divers types de cristaux de glace connus, celui qui, par ses propriétés optiques et l'orientation qu'il doit acquérir en tombant, rend le mieux compte du phénomène. Cette étude est en faveur de la théorie de Bravais et la complète en plusieurs points. **Gaston Danne.**

Traité complet d'analyse chimique appliquée aux essais industriels, par **J. Post** et **B. Neumann**, traduit d'après la troisième édition allemande et augmenté de nombreuses additions par le Dr **L. Gautier** (16 × 24), 500 pages. A. Hermann et fils, éditeurs, Paris, 1909.

C'est le troisième fascicule du tome premier de l'ouvrage bien connu.

La moitié de ce volume concerne le dosage du fer, on y trouve la description de toutes les méthodes industrielles actuellement appliquées. L'autre partie de l'ouvrage est consacrée à l'exposition de l'analyse du Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Ni, Co, Bi, Sb, As, H_2, Al, Pt, Cr, Tu, U, Va, Sn, Mo; il semble que cette partie, même au point de vue industriel, ne soit pas développée en proportion de celle qui concerne le fer.

Ce qu'il faut louer, c'est la façon dont le sujet est traité : elle est simple, élémentaire et détaillée, mais en même temps très précise et très claire.

Nous ne pouvons vraiment assez féliciter M. Gautier de la traduction fort bien réussie de cet ouvrage dont la clarté de l'exposition et l'élégance n'ont fait que gagner par la traduction. **B. Szilard.**

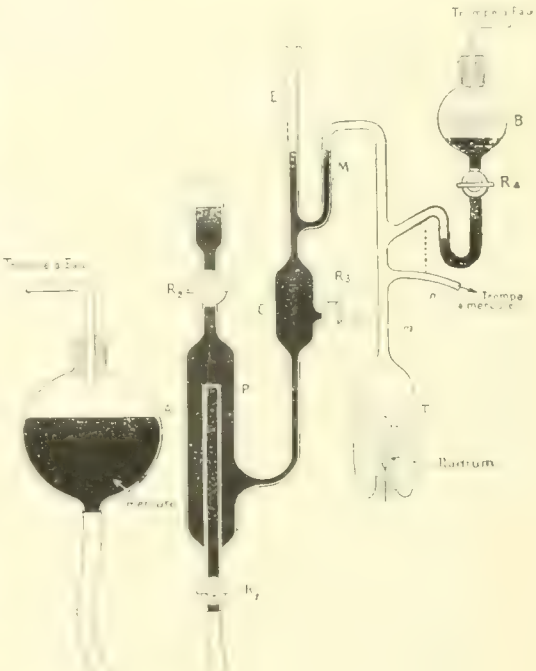
NOTE

Sur la décomposition de l'eau par les rayons β du radium et par les rayons ultra-violets.

Par M. KERNBAUM

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.)

Dans mon mémoire publié dans *Le Radium* en août 1909, une petite omission s'est glissée dans la figure. En la reproduisant ici je dois faire remarquer que pendant l'exposition de l'eau au rayonnement étudié, la partie inférieure de l'ampoule B et le tube coudé descendant du robinet R_1 au récipient T étaient remplis de mercure. Je tiens à rectifier ce détail pour



montrer que la graisse du robinet R_1 n'était pas en contact avec le gaz dégagé de l'eau et qu'une perte éventuelle d'oxygène par cette voie était évitée. J'ajoute à ce propos que les surfaces du mercure dans le tube coudé et dans le tube M sont restées parfaitement intactes; ce qui prouve qu'une réduction de gaz par le mercure, d'ailleurs en surface très petite, ne peut pas être admise.

Reçu le 8 novembre 1909.

Le Gérant : Pierre Augier.

65178. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Mouvement brownien et grandeurs moléculaires

Par Jean PERRIN

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Chimie physique.] [1]

1. Il suffit d'examiner au microscope de petites particules situées dans un fluide pour observer que chacune d'elles est animée d'un mouvement parfaitement irrégulier. Elle va et vient, s'arrête, repart, monte, descend, remonte encore, sans tendre aucunement vers l'immobilité. C'est là le *mouvement brownien*, ainsi nommé en souvenir du naturaliste Brown, qui le signala en 1827 et reconnut que les parcelles en suspension s'agitent d'autant plus vivement qu'elles sont plus petites.

L'origine de ce mouvement fut pressentie par Wiener qui, presque aux premiers temps de la théorie cinétique de la chaleur, devina que les mouvements moléculaires pouvaient donner l'explication du phénomène (1865). Mais cette hypothèse, appuyée sur des arguments insuffisants, ne s'imposait pas aux physiciens qui pouvaient en avoir connaissance.

Au contraire, il fut établi par les raisonnements et les expériences de M. Gouy (1888), non seulement que l'agitation moléculaire donnait du mouvement brownien une explication admissible, mais encore que l'on ne savait imaginer aucune autre cause de ce mouvement. M. Gouy prouva en effet que cette agitation n'est due ni aux trépidations, ni aux courants de convection, ni à une action de la lumière, ni à aucune des autres causes extérieures que l'on pouvait suspecter, ni à la nature même des particules, qui ne paraît avoir aucune influence.

Dès lors on est forcé de penser que ces particules servent simplement à révéler une agitation interne du fluide, ceci d'autant mieux qu'elles sont plus petites, de même qu'un bouchon suit mieux qu'un bateau les mouvements des vagues de la mer. Cette agitation se comprend si le fluide est formé de molécules élastiques en mouvement incessant, comme le supposent les théories moléculaires : ces molécules heurtent sans cesse chacune des particules observées et ces chocs ont d'autant moins de chance de s'équilibrer que la particule est plus petite.

Le mouvement brownien apparaît donc comme une confirmation qualitative remarquable des théories moléculaires. Pourtant la démonstration ne sera complète et l'origine du phénomène sûrement établie que si la théorie permet de prévoir tout au moins l'ordre de grandeur, et non pas seulement le sens de ce phénomène. C'est bien ce qui arrive, comme je vais le montrer.

2. — On sait que, lorsqu'on peut atteindre par des considérations purement chimiques le rapport des masses moléculaires de deux corps, on le trouve égal au rapport des masses de ces corps qui à l'état gazeux occupent le même volume dans les mêmes conditions de température et de pression. En d'autres termes, si nous admettons l'existence des molécules, nous sommes forcés d'admettre avec Avogadro que

« *Deux gaz dans les mêmes conditions de température et de pression contiennent sous le même volume le même nombre de molécules.* »

Soit N le nombre de molécules qui forment une molécule-gramme quelconque, et qui occupent donc à l'état gazeux un même volume dans les mêmes conditions de température et de pression. Ce nombre N peut s'appeler **constante d'Avogadro**. Si l'on connaissait cette constante, on connaîtrait les masses d'une molécule quelconque et d'un atome quelconque. Le poids de la molécule d'eau, par exemple, est $\frac{18}{N}$, le poids de l'atome d'oxygène est $\frac{16}{N}$, et ainsi de suite.

On connaîtrait aussi, en même temps que N, l'énergie moyenne de translation des diverses molécules. On sait en effet que, pour un gaz, la pression p développée dans un volume v par n molécules d'énergie moyenne w doit vérifier l'équation

$$pv = \frac{2}{3} n w.$$

Pour une molécule-gramme, n est égal à N et pv à RT, T étant la température absolue, et R la constante des gaz parfaits ($85,2.10^6$). L'équation précédente s'écrit alors

$$w = \frac{3R}{2N} T$$

[1] Voir, pour les détails, le Mémoire intitulé « Mouvement brownien et Réalité moléculaire » (*Ann. de Chim. et Phys.*, sept. 1909, p. 1-114).

Or N a même valeur pour tous les corps. L'énergie moléculaire de translation a donc pour tous les gaz la même valeur moyenne αT proportionnelle à la température absolue. Cette constante universelle α, égale à $\frac{3R}{2N}$, peut être appelée **constante d'énergie moléculaire**.

Enfin une troisième constante universelle, atteinte, elle aussi, en même temps que N, se présente en électrochimie.

Si l'on appelle *faraday* la quantité F d'électricité que laisse passer en se décomposant une molécule-gramme d'acide chlorhydrique, on sait que la décomposition d'une autre molécule-gramme quelconque s'accompagne du passage d'un nombre entier de faradays et que cela s'explique si un « ion » quelconque porte un nombre entier de fois la charge d'un ion hydrogène. Cette charge se présente ainsi comme indivisible, et forme l'**atome d'électricité** ou électron.

On connaîtra cette constante universelle si l'on détermine N ou α; puisqu'en effet, à l'état d'ions, N atomes d'hydrogène charrient un faraday, on a (en unités électrostatiques C. G. S.)

$$Ne = F = 96550 \,.\, 3 \,.\, 10^{9} = 29 \,.\, 10^{-10}.$$

On atteindrait donc d'un même coup, avec les masses absolues des molécules et des atomes, les trois constantes universelles N, α, e.

3. — On a pu y réussir de façon déjà assez approchée par de beaux raisonnements dus à Maxwell, Clausius et Van der Waals.

Maxwell est d'abord parvenu à calculer le libre parcours moyen L des molécules d'un gaz, quand on connaît sa densité, sa température et sa *viscosité*. Ceci fait, Clausius observa que ce libre parcours moyen peut également se calculer en fonction du nombre n de molécules par centimètre cube et de leur diamètre D. Son calcul, amélioré par Maxwell, montre que (dans la limite où l'on peut regarder les molécules comme sphériques) on doit avoir à peu près :

$$nD = \frac{1}{\pi\sqrt{2}}\,\frac{1}{L},$$

c'est-à-dire, puisque n est le quotient de N par le volume qu'occupe le molécule-gramme dans les conditions de température et de pression admises

$$ND = \frac{1}{\pi\sqrt{2}}\,\frac{v}{L}.$$

Puisque la viscosité nous donne L, il suffit d'une seconde relation entre N et D pour déterminer ces deux grandeurs, atteignant ainsi, avec la constante d'Avogadro, les dimensions des molécules.

Van der Waals a obtenu cette seconde relation au cours des raisonnements qui l'ont conduit à l'équation de l'état fluide,

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

où la nature particulière de la substance intervient par les deux paramètres a et b, que l'expérience donnera. Or, dans la théorie de Van der Waals, b représente le quadruple du volume vrai des molécules, selon l'équation

$$\frac{1}{6}\pi ND^3 = \frac{b}{4}$$

qui, jointe à l'équation de Clausius-Maxwell, donnera N et D, c'est-à-dire les masses et les dimensions des molécules.

On a fait ce calcul pour l'oxygène ou l'azote, ce qui donne pour N une valeur à peu près égale à $45 \,.\, 10^{22}$. En le reprenant pour l'argon, qui est monoatomique (et dont la molécule peut être réellement sphérique), je trouve

$$N = 62 \,.\, 10^{22}$$

sans qu'il soit facile d'apprécier l'erreur dont ce nombre peut être entaché, par suite du défaut de rigueur de l'équation de Clausius-Maxwell et de celle de Van der Waals. Un écart de 30 pour 100 n'étonnerait certes pas, et la même incertitude s'ensuit sur les valeurs qu'on en déduit pour les constantes e ou α, ainsi que pour les masses des molécules et des atomes. Quant au diamètre moléculaire, il serait, pour l'argon, $2{,}8 \,.\, 10^{-8}$, et, pour les divers gaz étudiés, il reste compris entre le millionième et le dix-millionième de millimètre.

En utilisant ces résultats, la théorie moléculaire du mouvement brownien peut devenir quantitativement vérifiable. C'est ce que je vais montrer.

4. — Nous avons vu que l'énergie moléculaire a même valeur moyenne, à une même température, pour tous les gaz. Ce résultat est un cas particulier d'une proposition beaucoup plus générale de la théorie cinétique, d'après laquelle, à une température donnée, une même valeur invariable mesure soit l'énergie de translation, soit l'énergie de rotation, que possède, en moyenne, un assemblage quelconque de molécules situé dans un fluide. C'est là le théorème de l'**équipartition de l'énergie**.

Cet assemblage peut se réduire à une seule molécule; mais il peut aussi bien former un « granule » déjà perceptible au microscope, et nous sommes par là ramenés à l'étude du mouvement brownien. Mais nous ne nous bornons plus à dire que le granule observé doit son agitation aux chocs moléculaires, et nous ajoutons que son énergie cinétique est en moyenne égale à l'énergie d'une molécule isolée.

Si donc nous réussissons à calculer cette énergie gra-

nulaire à partir de grandeurs mesurables, nous pourrons juger notre théorie. Deux cas pourront en effet se présenter : ou bien le nombre qui en résulterait pour N sera grossièrement différent du nombre obtenu par Van der Waals, et, en ce cas, surtout s'il change avec les grains étudiés, le crédit des théories cinétiques sera diminué, et l'origine du mouvement brownien restera à trouver ; ou bien ce nombre sera *pour toutes les tailles et tous les genres de grains* de l'ordre de grandeur prévu, et, en ce cas, nous aurons droit de regarder comme établie la théorie moléculaire de ce mouvement.

Un procédé peut paraître direct : admettons qu'on ait mesuré la masse d'un granule ; ne peut-on avoir au moins idée de sa vitesse moyenne, et par conséquent de son énergie, par des lectures directes, en divisant par la durée d'une observation la distance des deux positions du granule au commencement et à la fin de cette observation?

En fait, de telles évaluations sont *grossièrement fausses*. Les enchevêtrements de la trajectoire sont si nombreux et si rapides qu'il est impossible de les suivre et que la trajectoire notée est infiniment plus simple et plus courte que la trajectoire réelle. Une mesure directe est donc impossible. Voici la marche que j'ai suivie :

5. — Considérons une émulsion à grains identiques, dont je dirai, pour abréger, qu'elle est *uniforme*. Il m'a semblé que les grains de cette émulsion devaient se répartir en fonction de la hauteur comme fait un gaz sous l'action de la pesanteur. Un examen plus attentif a confirmé cette idée et m'a donné la loi de raréfaction par un raisonnement très semblable à celui qui relie l'altitude à la pression barométrique.

Imaginons une émulsion uniforme en équilibre dans un cylindre vertical ayant s pour section droite. L'état de la tranche horizontale comprise entre les niveaux h et $h + dh$ ne serait pas changé si elle était emprisonnée entre deux pistons perméables aux molécules d'eau, mais imperméables aux grains. Chacun de ces pistons serait soumis, par les chocs des grains qu'il arrête, à une pression osmotique. Si l'émulsion est diluée, cette pression se calculera par le même raisonnement que pour une solution étendue, en sorte que si au niveau h il y a n grains par unité de volume, la pression osmotique P sera égale à $\frac{2}{3} n\mathrm{W}$, si W désigne l'énergie granulaire moyenne ; elle sera $\frac{2}{3}(n + dn)\mathrm{W}$ au niveau $h + dh$. Or, la tranche de grains considérés ne tombe pas ; il y a donc équilibre entre la différence des pressions osmotiques, qui la sollicite vers le haut, et le poids total des grains, diminué de la poussée qu'ils éprouvent, qui la sollicite vers le bas. En appelant v le volume de chaque grain, Δ sa densité, et δ celle du liquide intergranulaire, nous voyons ainsi que

$$\frac{2}{3} s\mathrm{W}dn = nsdhv(\Delta - \delta)g$$

qui, par intégration, entraîne la relation suivante entre les concentrations n_0 et n en deux points dont la différence de niveau est h

$$\frac{2}{3}\mathrm{W}\log\frac{n}{n_0} = v(\Delta - \delta)gh,$$

c'est-à-dire, dans le cas de grains sphériques de rayon a :

$$\frac{2}{3}\mathrm{W}\log\frac{n}{n_0} = \frac{4}{3}\pi a^3(\Delta - \delta)gh,$$

équation qu'on peut appeler *équation de répartition* de l'émulsion.

Si l'on peut mesurer les grandeurs autres que W qui figurent dans cette équation, on verra bien : 1° si elle se vérifie pour chaque émulsion ; 2° si la valeur qu'elle donne pour W reste fixe quand l'émulsion varie ; 3° si cette valeur concorde avec celle que la théorie cinétique a déjà assignée à l'énergie moléculaire.

6. — Après quelques tâtonnements, j'ai pu faire des mesures sur des émulsions de gomme-gutte, puis (avec l'aide de M. Dabrowski) sur des émulsions de mastic. Ces deux matières, précipitées par l'eau de leur solution alcoolique, donnent des grains parfaitement sphériques.

La densité apparente $(\Delta - \delta)$ de tels grains se mesure sans difficulté par la méthode « du flacon », telle qu'on l'applique aux poudres insolubles (la résine en suspension se dose par simple dessiccation à l'étuve).

Il faut alors savoir préparer une émulsion où les grains aient à peu près le même rayon. Le procédé que j'ai employé peut se comparer au fractionnement d'un mélange liquide par distillation. De même que, pendant la distillation, les parties d'abord vaporisées sont relativement plus riches en constituants volatils, de même pendant la centrifugation d'une émulsion pure les parties d'abord sédimentées sont relativement plus riches en gros grains, et l'on conçoit qu'une centrifugation fractionnée permette de séparer les grains selon leur taille.

Une fois obtenue une émulsion uniforme, il faut la disposer pour l'observation. Cette observation ne se fait pas, comme on pourrait penser, sur une hauteur de quelques centimètres ou même de quelques millimètres, mais sur la faible hauteur d'une préparation pour microscope. Dans une cuve plate, haute de $\frac{1}{10}$ de millimètre (cuves de Zeiss à numération de globules du sang) on place une goutte d'émulsion qu'on aplatit aussitôt par un couvre-objet qui ferme la cuve et dont on paraffine les bords pour éviter l'évaporation.

Fig. 1.
Répartition d'équilibre de grains de gomme-gutte 0.6 μ de diamètre; 4 niveaux pris de 10 en 10 μ.

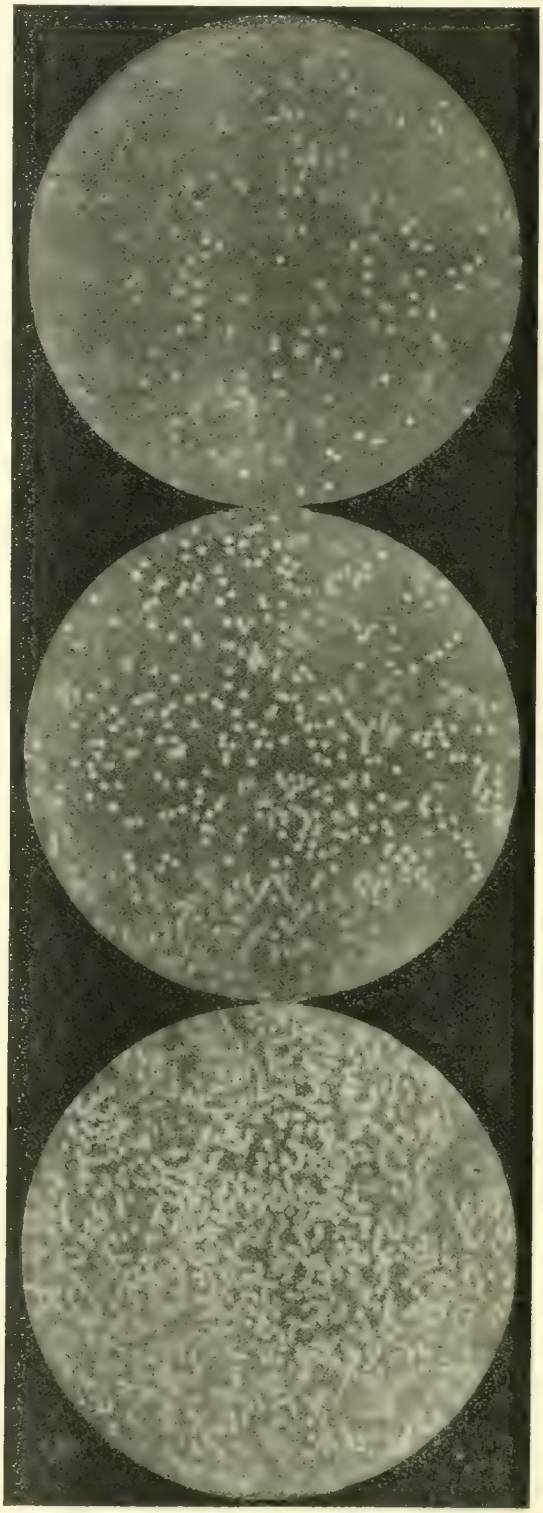


Fig. 2.
Répartition d'équilibre d'une émulsion de mastic (1 μ de diamètre, 5 niveaux pris de 12 en 12 μ).

La préparation est alors portée sur la platine, rendue bien horizontale, d'un bon microscope. L'objectif, de très fort grossissement, a une faible profondeur de champ, et l'on ne voit nettement, à un même instant, que des grains situés dans une tranche horizontale très mince dont l'épaisseur est de l'ordre du micron. Si l'on élève ou abaisse le microscope, on voit les grains d'une autre tranche.

La distance de ces deux tranches, qui va être la hauteur h de l'équation de répartition, s'obtient en multipliant le déplacement h', lu sur la vis du microscope, par l'indice relatif des milieux que sépare le couvre-objet.

Il faut maintenant pouvoir déterminer le rapport $\frac{n_2}{n}$ des concentrations des grains en deux niveaux. Or, quand on aperçoit dans le champ quelques centaines de grains qui s'agitent en tous sens ou disparaissent en même temps qu'apparaissent de nouveaux grains, on se rend vite compte que l'on ne peut même apprécier grossièrement le nombre des grains ainsi à chaque instant aperçus.

Le plus simple paraît alors de faire des photographies instantanées de chaque tranche. J'ai, en effet, employé ce procédé; mais, pour les diamètres inférieurs à $0^{\mu},5$, je n'ai pu obtenir de bonnes images, et j'ai eu recours à l'artifice suivant :

Je plaçais dans le plan focal de l'oculaire une rondelle opaque percée par une aiguille d'un très petit trou. Le champ se trouvait donc extrêmement réduit, et l'œil pouvait saisir d'un seul coup le nombre exact des grains perçus à un instant donné. Il suffit pour cela que ce nombre soit toujours inférieur à 5 ou 6.

Opérant ainsi à intervalles réguliers, de quinze en quinze secondes, par exemple, on note une série de nombres dont la valeur moyenne s'approche de plus en plus d'une limite qui définit la fréquence moyenne des grains, au niveau étudié.

Pour juger l'équation de répartition, nous n'avons plus enfin besoin que de savoir mesurer le rayon des grains. Cela peut se faire de plusieurs manières (et, incidemment, la concordance des résultats ainsi obtenus m'a permis d'étendre la loi de Stokes jusqu'au seuil des grandeurs ultra-microscopiques). La plus directe consiste à compter les grains contenus dans un volume connu d'émulsion *titrée*, ce qui donne la masse d'un grain et, par suite, son rayon, puisque l'on connaît sa densité. J'ai utilisé pour cela le fait, accidentellement observé, qu'en milieu très faiblement acide les grains de gomme-gutte se collent sur le verre. A distance notable des parois, le mouvement brownien n'est pas modifié; mais, sitôt que les hasards de ce mouvement amènent un grain au contact d'une paroi, ce grain s'immobilise. L'émulsion s'appauvrit ainsi progressivement, et, après quelques heures, tous les grains qu'elle contenait sont fixés. On peut alors compter à loisir tous ceux qui proviennent d'un cylindre de base arbitraire (mesurée à la chambre claire).

Bref, nous avons le moyen de faire toutes les mesures qui sont nécessaires pour juger l'équation de répartition.

7. — Disons d'abord comment se distribuent les grains d'une émulsion uniforme.

Au début, après l'agitation qui accompagne la mise en observation, on voit sensiblement autant de grains aux divers niveaux. Mais, en quelques minutes, les couches inférieures s'enrichissent, et cet enrichissement tend vers une limite, atteinte en quelques heures pour mes émulsions, où la distribution était sensiblement la même après 3 heures ou après 15 jours. Il est alors facile de voir si cette répartition est exponentielle.

A titre d'exemple, pour des grains de gomme-gutte ayant $0^{\mu},212$ de rayon et 0,2067 comme densité apparente, j'ai trouvé en 4 tranches horizontales placées, à partir du fond de la cuve, aux niveaux

5^{μ} 35^{μ} 65^{μ} 95^{μ}

des concentrations représentées par les nombres

100 47 22,6 12

pratiquement égaux aux nombres

100 46 25 11,1

qui décroissent de façon exponentielle. La numération a porté sur 15 000 grains.

Ainsi la distribution des grains a bien la même forme que celle d'un gaz pesant en équilibre.

J'ai retrouvé la même loi, avec une chute de concentration plus ou moins rapide, pour des grains de gomme-gutte de diverses tailles; puis, sur l'insistance amicale et avec l'aide de M. Dabrowski, j'ai refait les mesures pour des grains de mastic, dont la densité apparente 0,063 est plus que 3 fois plus faible, ce qui fait un changement considérable dans les causes qui influent sur la répartition. Néanmoins la loi exponentielle a encore été retrouvée.

La figure ci-contre reproduit les dessins, d'après photographies, de coupes équidistantes, les unes dans une émulsion de gomme-gutte, les autres dans une émulsion de mastic; la raréfaction progressive y est évidente. Cette raréfaction est frappante quand, gardant les yeux fixés sur la préparation, on soulève rapidement le microscope au moyen de sa vis micrométrique. On voit alors les grains se raréfier rapidement, comme fait l'atmosphère autour d'un aérostat qui s'élève, à cette réserve que quelques microns dans l'émulsion valent plusieurs kilomètres dans l'atmosphère.

La loi exponentielle une fois établie, l'équation donnera, pour chaque émulsion, une valeur définie

de l'énergie granulaire W. Si notre théorie est exacte cette valeur sera indépendante de l'émulsion, et égale à l'énergie moléculaire moyenne w. Or, ce qui revient au même, l'expression $\frac{3}{2}\frac{RT}{W}$ sera constante et peu différente du nombre obtenu pour N par Van der Waals.

C'est ce que j'ai constaté. Six séries d'expériences, faites avec la gomme-gutte ou le mastic, où j'ai fait varier de 1 à 40 la masse des grains, m'ont donné pour N des nombres irrégulièrement placés entre 65.10^{22} et 75.10^{22}. L'écart moyen avec le nombre de Van der Waals n'atteint pas 15 pour 100, et il s'en faut que ce nombre comporte cette précision.

Je ne pense pas que cette concordance puisse laisser de doute sur l'origine du mouvement brownien. Pour comprendre à quel point elle est frappante, il faut songer qu'avant expérience on n'eût certainement pas osé certifier que la chute de concentration ne serait pas négligeable sur la faible hauteur de quelques microns, et que par contre on n'eût pas osé davantage affirmer que tous les grains ne se rassembleraient pas dans le voisinage immédiat du fond de la cuve. La première éventualité conduisait à une valeur nulle de N, et la seconde à une valeur infinie. *Que l'on soit tombé avec chaque émulsion dans* **l'immense** *intervalle qui semblait donc* a priori *possible pour* N, *précisément sur une valeur si voisine du nombre prévu, ne paraîtra sans doute pas l'effet d'une rencontre fortuite.*

Les plus gros des grains employés dans ces mesures sont déjà perceptibles au soleil avec une forte loupe et fonctionnent comme les molécules d'un gaz parfait dont la molécule-gramme pèserait deux cent mille tonnes.

8. — Mais il y a plus, et dès lors qu'on regarde comme établie l'équation de répartition on trouve, pour la première fois, dans cette équation même, pour déterminer la constante N, *un moyen susceptible d'une précision illimitée.* La préparation d'une émulsion uniforme et la détermination des grandeurs autres que N qui figurent dans l'équation peuvent être, en effet, poussées à tel point de perfection qu'on voudra. C'est une simple question de patience et de temps. J'ai donc fait une série de mesures soignées, avec les grains de rayon égal à $0^{\mu},212$ dont j'ai parlé tout à l'heure, et j'ai ainsi obtenu pour la **constante d'Avogadro** la valeur

$$N = 70.5 \,.\, 10^{22}.$$

Toutes les autres grandeurs moléculaires s'ensuivent alors. La constante d'énergie moléculaire est

$$\frac{3R}{2N} = 1.77 \,.\, 10^{-16}$$

La charge de l'électron est (en unités électrostatiques C. G. S.)

$$e = \frac{F}{N} = 4.1 \,.\, 10^{-10}.$$

La masse de la molécule d'oxygène est

$$o_2 = \frac{32}{N} = 45.4 \,.\, 10^{-23}$$

celle de l'atome d'hydrogène est, toujours avec la même précision :

$$h = \frac{1,008}{N} = 1.43 \,.\, 10^{-23}$$

et ainsi de suite. Le corpuscule cathodique, enfin, est :

$$e = \frac{h}{1775} = 0,80 \,.\, 10^{-7}.$$

Quant aux diamètres moléculaires, nous pourrons alors les tirer de l'équation de Clausius-Maxwell. Je trouve ainsi $1.7 \,.\, 10^{-8}$ pour l'hélium, $2,7 \,.\, 10^{-8}$ pour l'argon, $2,0 \,.\, 10^{-8}$ pour l'hydrogène, $2,6 \,.\, 10^{-8}$ pour l'oxygène, $4,0 \,.\, 10^{-8}$ pour le chlore, etc.... Mais, comme nous avons vu, ce calcul ne comporte pas, sauf peut-être pour les molécules monatomiques, la même précision que celle qui est possible pour les masses.

9. — Les expériences qui précèdent permettent, comme nous venons de voir, d'établir l'origine du mouvement brownien, **de peser les atomes**, et de déterminer les diverses grandeurs moléculaires. Mais une autre marche expérimentale, à la vérité moins intuitive, était possible, et avait été proposée par Einstein, en conclusion de très beaux travaux théoriques.

Sans plus s'embarrasser du trajet infiniment enchevêtré que décrit chaque grain en un temps donné, Einstein considère simplement son déplacement pendant ce temps, c'est-à-dire le segment rectiligne qui joint le point de départ au point d'arrivée.

Il montre alors que les hypothèses moléculaires et l'équipartition de l'énergie ont pour conséquence nécessaire l'équation

$$\xi^2 = \frac{RT}{N}\frac{1}{3\pi a\zeta}\tau,$$

ξ^2 désignant le carré moyen de la projection, sur un axe Ox, du déplacement subi en un temps τ par un grain de rayon a dans un fluide de viscosité ζ.

D'autre part, sous l'action des chocs moléculaires, les grains doivent tourner aussi bien que se déplacer. Et Einstein réussit, toujours en conséquence de la théorie cinétique, à montrer que le carré moyen ω^2 de la rotation en un temps τ autour d'un axe arbitraire, doit vérifier l'équation

$$\omega^2 = \frac{RT}{N}\frac{1}{4\pi\zeta a}\tau.$$

Si l'on peut soumettre ces équations au contrôle de

l'expérience, on aura deux moyens nouveaux et distincts de vérifier les hypothèses sur lesquelles elles se fondent et d'obtenir les grandeurs moléculaires.

10. — La discussion des travaux antérieurs rendait plus que douteuse la première de ces deux équations, et, en ce qui regarde la seconde, on n'avait jamais même essayé de mesurer des rotations. Pourtant, comme j'avais des grains de rayon bien connu, je résolus de tenter une vérification précise.

Je m'occupai d'abord des translations. M. Chaudesaigues voulut bien se charger des pointés relatifs aux grains de gomme-gutte de rayon égal à $0^{\mu},212$. D'autre part, avec l'aide de M. Dabrowski, je fis des pointés analogues sur des grains de mastic de rayon égal à $0^{\mu},52$.

Les rayons éclairants, issus d'un bec Auer, étaient filtrés par une cuve pleine d'eau. La préparation était noyée dans l'eau, et l'on observait à immersion, notant avec soin la température. L'un des observateurs faisait à la chambre claire les pointés, au commandement de l'autre, par exemple de 30 en 30 secondes. L'examen de 5000 déplacements environ a montré sans conteste que la formule d'Einstein est rigoureusement exacte, donnant pour N la valeur $71,5 \,.\, 10^{22}$, presque égale à celle $70,5 \,.\, 10^{22}$ que j'avais obtenue par la méthode si différente qui consiste à étudier non l'agitation des grains, mais leur distribution. La moyenne $71 \,.\, 10^{22}$ serait acceptable.

Le triomphe de la théorie cinétique, donnant le même nombre par des routes différentes, est manifeste.

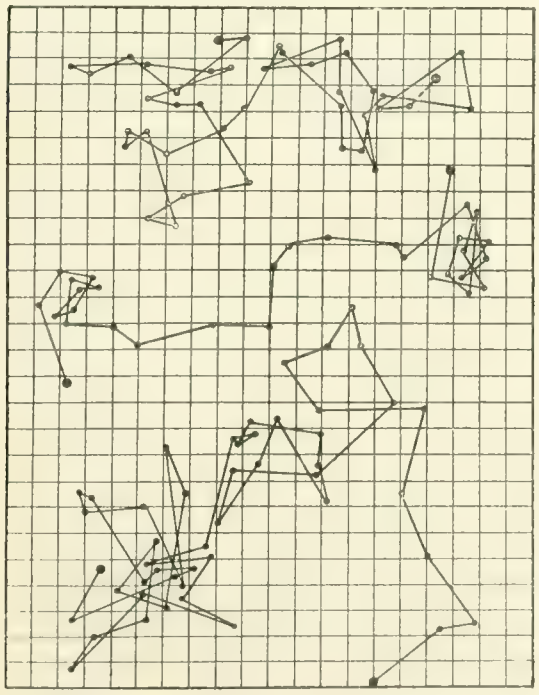


Fig. 5.

11. — Sur la figure ci-jointe on voit, à un grossissement tel que 16 divisions du quadrillage représentent 50 microns, trois dessins obtenus en traçant les segments qui joignent les positions consécutives d'un même grain de mastic, de rayon égal à $0^{\mu},52$, pointé de trente en trente secondes. C'est le carré moyen de la projection sur un axe de tels segments qui vérifie la formule d'Einstein.

Ces dessins ne donnent qu'une idée très affaiblie du prodigieux enchevêtrement de la trajectoire réelle. Si, en effet, on faisait des pointés de seconde en seconde, chacun de ces segments rectilignes se trouverait remplacé par un contour polygonal de trente côtés relativement aussi compliqué que le dessin ici reproduit, et ainsi de suite.

Les mouvements ainsi observés sont l'image fidèle des mouvements moléculaires, *ou mieux ce sont déjà des mouvements moléculaires*, au même titre que l'infra-rouge est déjà de la lumière.

12. — Pour varier les conditions, j'ai cherché, et j'ai réussi à préparer des grains beaucoup plus gros que ceux qui m'avaient servi jusqu'alors, dont les diamètres s'échelonnaient entre le quart de micron et micron. Pour cela, j'ai fait arriver lentement de l'eau, par un entonnoir à pointe effilée, sous une solution alcoolique de mastic. Les grains qui se forment alors dans la zone de passage ont couramment un diamètre d'une douzaine de microns, diamètre qui se mesure directement à la chambre claire, et sont donc environ 100 000 fois plus lourds que les plus petits de ceux qui m'avaient servi. Pour que ce poids ne les maintienne pas sans cesse au contact immédiat du fond, je les ai observés dans une solution d'urée à 27 pour 100 qui a presque leur densité, et dont la viscosité vaut 1,28 fois celle de l'eau pure. J'ai ainsi constaté que la formule d'Einstein s'applique encore, *ce qui donne une vérification très étendue de l'équipartition de l'énergie.*

13. — Mais, de plus, en raison de la grosseur de ces grains, et parce que certains d'entre eux contiennent heureusement de petits défauts qui servent de point de repère, *j'ai pu constater et mesurer leur rotation.*

Pour cela, je pointais à intervalles de temps égaux la position de certains défauts, ce qui permet ensuite, à loisir, de fixer quelle était l'orientation de la sphère à chacun de ces instants, et de calculer approximativement sa rotation d'un instant à l'autre. Les calculs numériques, appliqués à environ 200 mesures d'angle faites sur des sphères ayant 15^{μ} de diamètre, m'ont donné pour N, par application de la formule d'Einstein, la valeur $65 \,.\, 10^{22}$, alors que la valeur probablement exacte est $70,5 \,.\, 10^{22}$. En d'autres termes, si l'on part de cette dernière valeur de N, on prévoit, en degrés, pour $\sqrt{\omega^2}$ par minute, la valeur

$$14^{\circ}$$

et l'on trouve expérimentalement $14^{\circ},5$

La concordance, aussi bonne que peut le permettre l'approximation des mesures et des calculs, est d'autant plus frappante qu'on ignorait *a priori* même l'ordre de grandeur du phénomène étudié.

En résumé, la théorie moléculaire cinétique du mouvement brownien se vérifie de façon rigoureuse et conduit, soit par l'étude de la distribution des grains, soit par l'étude de leur agitation, à la même valeur précise de la constante d'Avogadro, invariant essentiel de la structure de la matière.

14. Indépendamment de la théorie cinétique ou du mouvement brownien, divers moyens permettent de se faire une idée sur les grandeurs moléculaires. Je veux au moins rappeler ceux de ces moyens qui, dès à présent, ont atteint quelque précision.

C'est d'abord la célèbre détermination, due à J.-J. Thomson et à ses continuateurs, de la charge d'un ion gazeux, décelé par le phénomène de condensation de la vapeur d'eau sur cet ion. Cette charge, voisine de la charge déjà attribuée à l'électron, lui est sans doute égale (une démonstration plus rigoureuse est due à Townsend), et ceci conduit pour N à une valeur comprise entre 40.10^{22} et 90.10^{22}.

C'est, dans le même ordre d'idées, mais de façon probablement plus accessible à une expérience précise, la détermination de la charge prise dans un gaz ionisé par une poussière ultra-microscopique, charge pour laquelle MM. Ehrenhaft et de Broglie ont indépendamment trouvé des valeurs[1] qui placent N au voisinage de

$$65.10^{22}.$$

Ce sont enfin les très belles expériences où Rutherford et Geiger ont obtenu[2], par numération directe, le nombre p de projectiles positifs (rayons α) que rayonne par seconde 1 gramme de radium. La connaissance de ce nombre permet au moins trois déterminations distinctes de la constante N. L'une résulte de la mesure également due à Rutherford, et d'ailleurs difficile, de la charge positive totale rayonnée par 1 gramme de radium, et ceci a donné pour N la valeur

$$62.10^{22};$$

une autre résulte de la connaissance de la vie moyenne du radium, en admettant que chaque atome qui se détruit émet un projectile α, et, d'après les mesures de Boltwood, ceci a donné pour N la valeur

$$70,6.10^{22};$$

une troisième enfin résulte de la connaissance du débit d'hélium émané d'une masse connue de radium (chaque atome d'hélium correspondant à un projectile α) et ceci donne, d'après les mesures de Dewar, selon le calcul dû à M. Moulin[3],

$$71.10^{22}.$$

L'extraordinaire concordance de ces nombres avec ceux que m'a donnés l'étude du mouvement brownien, la convergence précise de routes si profondément différentes, suivies en même temps par différents chercheurs dont chacun ignorait les résultats des autres, sera sans doute regardée comme très frappante. Tenant compte d'autres arguments classiques dont je n'ai pas eu à parler ici, il pourra sembler raisonnable d'accorder à la ***Réalité objective des molécules***, posée comme principe fondamental de l'Atomistique, le même degré de créance que par exemple au principe de la conservation de l'énergie ou au principe de Carnot.

(Reçu le 2 décembre 1909)

Sur le rayonnement et la température des flammes

(Note complémentaire)[5]

Par Edmond BAUER

[École de Physique et de Chimie. — Laboratoire de Physique.]

1. MM. Kurlbaum et Gunther Schulze ont fait paraître, en 1906, un mémoire sur la « température des flammes colorées par des sels métalliques »[4].

La méthode employée est celle du renversement des raies qui est due à Féry et que j'ai décrite dans le mémoire auquel cette note fait suite. Mais, au lieu d'opérer comme je l'ai fait, en une région bien déterminée de la flamme, ils ont fait des expériences d'*ensemble*, portant sur toute une flamme qui présentait des

1. *Le Radium*, 6 (1909), 205-209.
2. Exposé dans *Le Radium*, 5 (1908), 257-271.
3. Voir un mémoire publié dans *Le Radium*, 6 (1909), 110.
4. Kurlbaum et Gunther Schulze, *Verh. d. Deutsch. phys. Ges.*, 8 (1906), 259.

1. *Le Radium*, 6 (1909), 164-165.

différences de température de 150°, entre ses différents points : ils plaçaient simplement devant une lampe Nernst un bec Bunsen, au-dessus duquel se trouvait une nacelle annulaire de platine, contenant un sel métallique. Les rayons de la lampe, qui avaient traversé les différents points de la flamme, ainsi que la lumière émise par la flamme elle-même étaient concentrés par une lentille sur la fente d'un spectroscope.

On sait qu'au moment où la raie se renverse, où elle disparaît pour réapparaître ensuite en noir sur le fond continu du spectre, sa température d'émission est égale à la température noire du rayonnement de même longueur d'onde de la lampe Nernst [1]. Cette température avait été déterminée par comparaison spectro-photométrique avec un corps noir.

Les conclusions de MM. Kurlbaum et Günther Schulze étaient les suivantes :

1° On obtient des températures différentes pour une même raie avec les différents sels d'un même métal ;

2° On obtient des températures différentes pour les différentes raies étudiées. La température croît lorsque la longueur d'onde diminue ;

3° Lorsqu'on introduit dans la flamme un mélange de sels, la température d'émission d'une raie donnée, augmente en présence d'un sel dont les raies se renversent à une température supérieure.

Ces conclusions sont précisées par les deux tableaux suivants :

Sel	λ	Série	Remarque
K (chlorure) .	7668 et 7701	Pple n° 5	
Li (chlorure).	6708	Pple n° 5	
Na (sels divers	5896 et 5890	Pple n° 5	
Tl (sulfate). .	5350	2e série secondaire n° 5	
Sr (chlorure) .	4607	Sans série	Expérience d'ensemble
Cs (chlorure	4593 et 4555	Pple n° 4	
Indium (sulfure) . .	4511	2e série secondaire n° 5	
Rb (chlorure).	4215 et 4201	Pple n° 4	Photographiée
K (chlorure) .	4047 et 4044	Pple n° 4	Id.

Il a fallu souvent mettre trois ou quatre morceaux du sel étudié à la suite l'un de l'autre sur le grillage du bec Méker qui m'a servi à ces expériences. Il a fallu même dans quelques cas faire traverser aux rayons deux becs identiques (10 cm de flamme), pour avoir un renversement net, dans des conditions convenables.

Sel	KCl raie rouge	Li^2CO^3	LiCl	Na^2CO^3	NaCl	TlCl	RbCl	KCl raie violette
λ	768	671	671	589	589	555	421	405
TEMPÉRATURES								
Bec Bunsen	1778°	1695°	1690°	1860°	1718°	1751°	1812°	
Flamme d'hydrogène . .	1915°	1859°	1844°	1872°	·	192.°	1945°	1954°

Température de renversement de la raie du Li			
LiCl pur	LiCl + NaCl	LiCl + RbCl	LiCl + KCl
1687°	1721°	1758°	1749°

2. Dans mon travail antérieur, j'ai montré que la première conclusion de Kurlbaum et Günther Schulze est fondée sur une illusion.

En opérant en un point bien déterminé de la flamme, la température d'émission de la raie D ne dépend pas de la nature du sel de sodium employé. Le phénomène contraire ne s'observe que lorsqu'on fait une expérience d'ensemble. Il est naturel que les régions les plus chaudes de la flamme jouent un rôle prépondérant dans les phénomènes d'émission, et que leur importance varie d'un sel à l'autre. De là proviennent les différences observées.

J'ai pu, depuis, généraliser les résultats que j'avais obtenus alors, et démontrer par l'expérience que les deux dernières conclusions de Kurlbaum et Günther Schulze reposent sur la même illusion que la première.

J'ai pu renverser en une zone bien déterminée de la flamme située dans la région médiane, ainsi que sur le bord, dans l'enveloppe externe, toutes les raies qu'avaient étudiées les physiciens allemands, et quelques autres, dont voici la liste :

Enfin, pour les raies violettes du rubidium et du potassium qui sont difficiles à observer à l'œil, j'ai photographié le phénomène de renversement et obtenu des clichés tout à fait probants, et absolument indépendants de toute illusion subjective.

Le résultat des expériences a été le suivant :

Toutes les raies qui colorent la flamme tout entière, à quelque substance et à quelque série qu'elles appartiennent, se renversent en une région déterminée d'une flamme donnée en même temps que la raie D.

1. Pour la description de la méthode et la définition des termes, voir *loc. cit.*

On obtient les mêmes résultats en prenant des mélanges de sels.

Pour le bec Méker qui m'a servi, la température de renversement est de 1690 à 1700 degrés au centre de la flamme, de 1850 degrés sur le bord. S'il peut y avoir quelque incertitude sur la valeur absolue de ces températures, la simultanéité du renversement est rigoureuse à moins de 10 degrés près.

Pour la raie bleue du strontium, je n'ai pu observer le renversement qu'en colorant la flamme dans son ensemble au moyen d'une méthode de pulvérisation indiquée par Kirchhoff et Bunsen et modifiée par Beckmann : on fait passer l'air alimentant la flamme sur une solution du sel étudié contenant du zinc et de l'acide chlorhydrique. La température de renversement a été trouvée de 1740 degrés, du même ordre que pour des expériences d'ensemble sur la raie D.

3. — Enfin, par une méthode que j'exposerai plus tard en détail, je suis arrivé à démontrer que les bandes orangée et rouge du strontium, les bandes jaune et verte du calcium ont la même température d'émission que la raie D.

Je n'ai pas pu renverser ces bandes, à cause de leur constitution complexe et de la faible dispersion de mon spectroscope. Mais, en opérant comme pour une expérience de renversement, on peut noter la température du rayonnement de la lampe, pour laquelle la bande *disparaît* sur le fond continu. Si cette température reste la même quand on double ou triple l'épaisseur de la flamme traversée, c'est-à-dire son pouvoir absorbant, il est facile de voir qu'elle est égale à la température d'émission de la bande.

En opérant sur des flammes colorées par la méthode de Beckmann au moyen de solutions de $CaCl^2$ de $SrCl^2$, j'ai trouvé pour les quatre bandes étudiées une température d'émission de 1740 degrés environ.

4. — On peut donc énoncer la conclusion générale suivante :

Toutes les bandes et toutes les raies émises par la flamme du bec Bunsen dans sa portion médiane, comprise entre le cône bleu intérieur et la région d'oxydation totale extérieure, ont la même température d'émission.

Cette température est égale à celle de la flamme en même point.

Les expériences ont porté sur des longueurs d'onde comprises entre 25,5 μ (rayons restants de la fluorine), et 0,4 μ (raie violette du potassium).

Le rayonnement de la région médiane de la flamme est donc purement thermique. Il en est de même du rayonnement de l'enveloppe extérieure, au moins en ce qui concerne les raies et les bandes qui sont émises en même temps dans la région médiane.

Les expériences très intéressantes de Kurlbaum et Gunther Schulze, loin de prouver, comme ils le croyaient, que les spectres de flamme sont des spectres de luminescence, démontrent comme je l'ai déjà indiqué[1], que, dans une expérience d'ensemble, les régions les plus chaudes de la flamme ont d'autant plus d'importance que le sel étudié est plus difficile à dissocier. La spectrophotométrie des flammes pourra peut-être un jour donner des renseignements précis sur les équilibres chimiques aux hautes températures.

Il existe des métaux, comme le cuivre, qui ne colorent la flamme que dans le cône extérieur.

Je crois que ce fait est dû, non pas à un effet de luminescence chimique, mais à ce que le spectre observé au lieu d'appartenir à l'atome, est un spectre de molécule, d'*oxyde*. En effet, si on introduit dans la flamme d'un bec Méker soufflé, des particules de cuivre obtenues par la méthode de Hemsalech et de Watteville, seul le cône extérieur est coloré en vert, tant que la flamme est réductrice ; mais dès qu'on envoie un excès d'air dans le mélange gazeux, la coloration verte s'étend. On peut l'observer jusqu'à 5 ou 4 centimètres au-dessus de la zone des cônes bleus, dans toute la région où le gaz a une température assez élevée.

On peut donc dire que la luminescence chimique joue un rôle négligeable dans le rayonnement de la flamme du bec Bunsen, au moins en ce qui concerne la région médiane et l'enveloppe extérieure. En est-il de même de la zone des cônes bleus, des ondes explosives stationnaires? C'est ce qui fait l'objet d'un travail actuellement en cours. Les résultats déjà acquis me permettent d'affirmer qu'il se produit dans le noyau une luminescence chimique réelle.

[Reçu le 9 décembre 1909].

1. *Loc. cit.*, p. 116.

Sur un appareil destiné à la mesure de la radioactivité

Par B. SZILARD

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.)

Certaines recherches de radioactivité ne peuvent être effectuées que sur place ; ces essais nécessitent alors des dispositifs qui, tout en étant précis et très sensibles, doivent être transportables sans inconvénient. Vu la haute importance de ce genre de détermination, la construction d'un appareil satisfaisant m'a paru utile, les conditions imposées par un tel appareil étant assez nombreuses.

Dans l'appareil que j'ai imaginé[1], le principe de la mesure est le même que celui qui est utilisé d'habitude et qui consiste à étudier la décharge d'un système chargé d'électricité, sous l'influence de la conductibilité acquise par l'air sous l'action du rayonnement radioactif. Au contraire le principe du système chargé d'électricité diffère essentiellement de celui des autres appareils actuels. L'index de la charge du système consiste en une aiguille rigide tournant le long d'une échelle fixe et placée symétriquement dans une boîte métallique de forme cylindrique.

Description de l'appareil.

Une boîte cylindrique en métal B (fig. 1, 2) est traversée en son milieu par une bande mince en ambre I (fig. 2, 3). Cette bande porte en son milieu une pointe très fine P recevant une aiguille aimantée A très légère.

L'aiguille est encadrée par un ruban métallique R très fin relié électriquement avec elle de telle sorte que tout l'ensemble forme un système isolé au milieu de la boîte.

Le dessus de la boîte est constitué par une glace V portant un cadran divisé circulaire et transparent. Pour éviter les erreurs de parallaxe, la lecture se fait au moyen d'une lentille O dont l'aberration sphérique est corrigée et qui est placée au-dessus du couvercle et dans l'axe de l'aiguille. C'est dans le même but que la glace qui a une épaisseur suffisante, porte sur chacune de ses faces un réticule dont les traits doivent se superposer lorsque l'œil est exactement placé dans le prolongement de l'axe.

Le dessous de la boîte porte à l'extérieur trois pointes très aiguës C, permettant de la fixer rigoureusement dans une position bien déterminée, assurant son immobilité pendant l'ouverture ou la fermeture d'une portion latérale de la paroi L servant à introduire un disque recouvert de la substance à étudier. Le fond F de la boîte est démontable et peut être remplacé par d'autres dispositifs qui seront décrits plus loin.

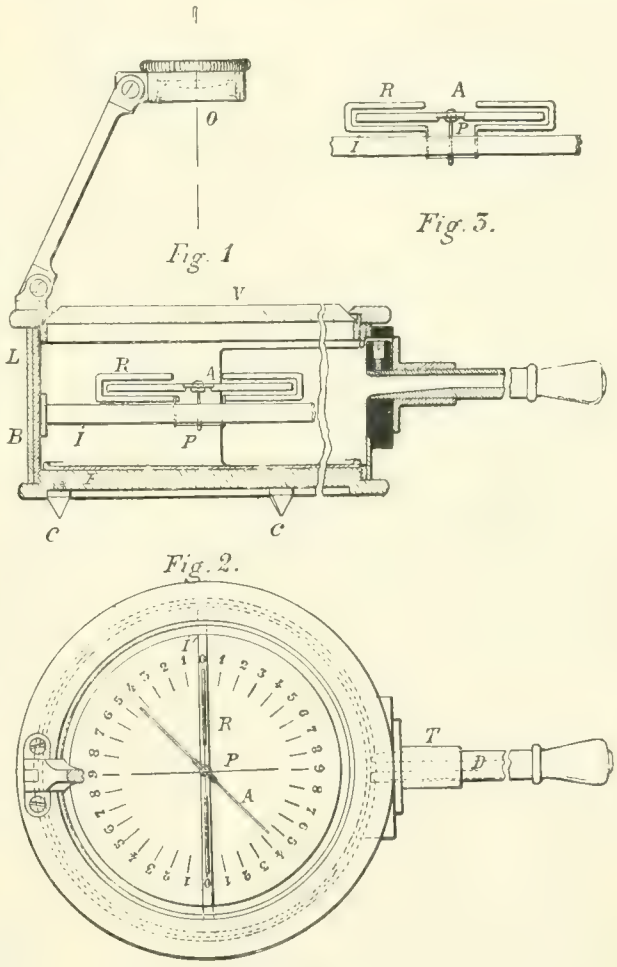


Fig. 1 Fig. 3. Fig. 2.

Fig. 1, 2 et 3.

Pour le transport, le bras qui porte la lentille O se plie directement sur l'appareil (fig. 1).

Sur le côté, la boîte porte un tube T (fig. 2) isolé de la masse; dans l'intérieur de ce tube on peut faire glisser une tige D, qui vient bloquer l'aiguille, quelle que soit son orientation. Cette même tige est utilisée pour amener la charge à l'aiguille de l'extérieur sans ouvrir la boîte.

Étude des détails de l'appareil.

La force antagoniste du système employé est l'orien-

1. Construit par MM. Ducretet et Roger.

tation magnétique ; celle-ci est supposée constante et en équilibre avec l'effet dû à la charge électrique à chaque instant donné. Pratiquement, on peut admettre que lorsque l'aiguille peut être dirigée dans le même plan que son cadre, la charge électrique du système est égale à zéro. Ce zéro ne dépendant alors que de la direction du méridien magnétique peut être considéré constant pour chaque mesure dont la durée par rapport aux oscillations magnétiques cosmiques de ce genre est relativement courte, et par conséquent l'influence de ce dernier phénomène paraît négligeable.

C'est encore la variation de l'intensité du champ terrestre[1] qui pourrait modifier les constantes du système; il est alors avantageux, outre que l'aiguille est très légèrement aimantée, de réduire en partie les effets de l'intensité du champ terrestre. C'est dans ce but que le fond de l'appareil et sa partie supérieure constituée par une bague bien uniforme et homogène portant le verre divisé sont en fer doux, plusieurs fois et très soigneusement recuit.

La sensibilité de l'appareil dépend d'une certaine façon de la masse et respectivement de l'aimantation de l'aiguille; si l'on veut alors opérer couramment sur des substances dont l'activité est relativement forte, on peut remplacer l'aiguille par une autre, plus fortement aimantée et présentant une plus grande masse. En ce cas la capacité du système et le potentiel se trouvent modifiés; l'augmentation du premier facteur permet de pouvoir poursuivre l'aiguille en rendant la chute moins rapide; le second facteur permet d'obtenir la saturation du courant dont le potentiel doit être relativement élevé pour des activités très fortes.

La chape de l'aiguille est en acier très dur, et elle repose sur une pointe très fine en acier. L'aiguille est tellement légère, qu'en étudiant ses allures de déplacement, aucune irrégularité sensible due au frottement n'a pu être observée.

La forme du système chargé a été choisie de telle façon que l'aiguille soit sensible à la charge et non pas au volt, et que le système tout entier ait une capacité aussi faible que possible. Ces circonstances assurent une haute sensibilité.

Le potentiel de la charge du système chargé est déjà élevé lorsque la déviation arrive à 15 degrés : le courant de saturation est dès lors largement atteint pour toutes les activités mesurables dans l'appareil.

Le système chargé est symétriquement placé dans sa cage : les erreurs possibles dues à un des bras du système doivent être automatiquement compensées par l'autre bras.

L'isolant qui porte le système chargé est en ambre. Sa longueur est telle, qu'en l'augmentant, la fuite spontanée du système ne peut plus être diminuée, ce qui prouve que la fuite due à l'isolant peut être négligée par rapport à celle due à l'air.

L'aiguille se trouve toujours amortie grâce à sa légèreté et à sa forme.

Les dimensions de l'appareil sont fortement réduites, soit 65 mm de hauteur et 95 mm de diamètre; la rigidité de l'aiguille ainsi que son système de calage assurent la transportabilité parfaite de l'appareil.

Mode d'emploi.

L'appareil est toujours prêt soit pour le transport, soit pour faire des mesures.

La mesure consiste à étudier la vitesse de chute spontanée de l'aiguille, puis la vitesse de chute effectuée sous l'influence d'une substance prise comme étalon et de comparer les données de ces mesures avec la chute opérée sous l'influence de la matière à étudier.

Avant toute mesure, on place l'appareil convenablement éclairé, dans la position du zéro, donnée par la direction du méridien magnétique, en retirant la tige calante D et tournant la cage de l'appareil jusqu'à ce que l'aiguille A et le cadre R qui l'entoure se trouvent dans le même plan. On appuie ensuite l'appareil contre la table; l'appareil se trouve ainsi complètement fixé, grâce aux trois pointes C qui sont disposées sous le fond. Il est évident que l'appareil ne doit posséder aucune charge pendant qu'on l'oriente dans la position du zéro. On ramène ensuite la tige calante dans sa position primitive et on touche avec un bâton d'ambre préalablement frotté la tige en métal D qu'on retire ensuite complètement par son manche en ébonite; le système se trouve alors chargé et l'aiguille déviée. Les mesures se font alors par les méthodes connues.

Appareils complémentaires.

Lorsque l'objet de l'étude est autre chose que la simple mesure d'un solide, l'appareil peut se placer, grâce à son fond démontable, sur un instrument de déperdition quelconque.

Pour l'étude de radiation β ou γ ou, en général pour avoir une chambre d'ionisation plus grande, on dévisse le fond F (fig. 1) de l'appareil en le remplaçant par un cylindre de rallonge N (fig. 4) et on revisse le fond de l'appareil à l'autre extrémité. En même temps on prolonge le système de mesure au moyen d'une tige métallique descendant à l'intérieur du cylindre (fig. 4). Ce cylindre s'ouvre de la même façon que l'appareil non allongé.

L'appareil peut aussi être employé comme voltmètre statique.

1 L'intensité du champ horizontal terrestre a deux maximums : à 10 h du matin et à 6 h de l'après-midi. La valeur de ces oscillations est de 1 à 4 pour mille, suivant l'époque.

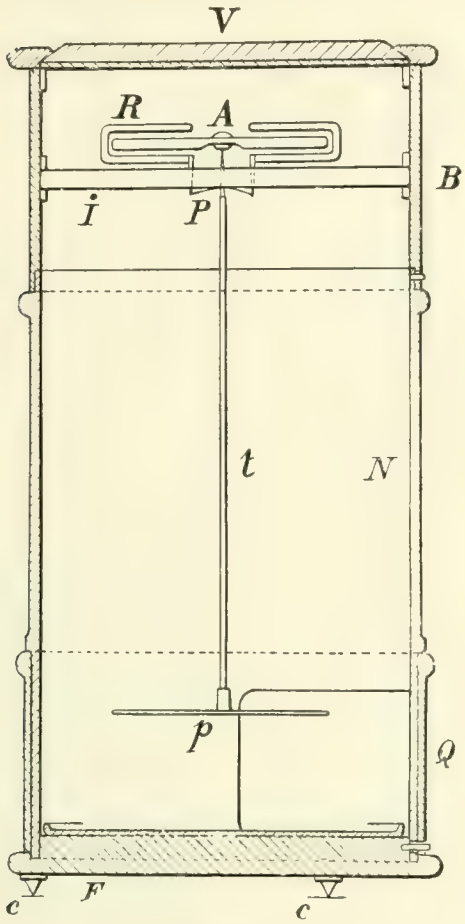


Fig. 4.

A cet effet, après avoir démonté le fond F, on y substitue le cylindre D (fig. 5) et remonte le fond à l'autre extrémité de celui-ci.

L'appareil dont le fond a été dévissé peut être facilement adapté avec son raccord spécial sur un condensateur à gaz (fig. 6).

Ce condensateur est construit de telle sorte qu'on peut le relier à l'appareil de mesure sans l'ouvrir. L'appareil se monte en dessus, après en avoir retiré le bouchon de protection L et vissé à sa place un raccord spécial J qui est muni du dessicateur G.

Le condensateur est constitué par un cylindre de cuivre fermé aux deux extrémités, portant au milieu de son couvercle un bouchon d'ambre K, traversé par la tige de déperdition, cette tige descend presque jusqu'au fond du cylindre. A la partie supérieure, cette tige se prolonge au-dessus du bouchon d'ambre en E, et vient faire contact sur le système de mesure. Le bouchon d'ambre K est isolé du couvercle F du condensateur au moyen d'un anneau de garde composé d'un tube d'ébonite Q et d'un cylindre métallique V; celui-ci

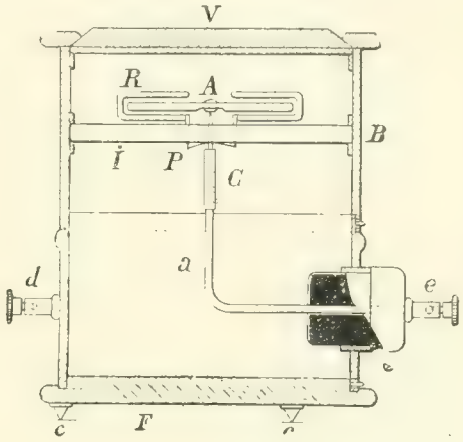


Fig. 5.

est disposé de telle façon qu'on puisse l'extraire simplement afin de procéder à son nettoyage s'il y a lieu. Le bouchon a d'ailleurs une surface isolante considérable qui le met à l'abri des mauvais effets de l'humidité.

Le cylindre porte deux robinets métalliques H et H', servant à l'introduction des gaz et il est presque complètement entouré d'un autre cylindre métallique M, isolé du précédent; il porte lui-même trois pointes très aiguës disposées sous son extrémité inférieure pour lui assurer une position stable.

Le second cylindre, ainsi que le couvercle F du pre-

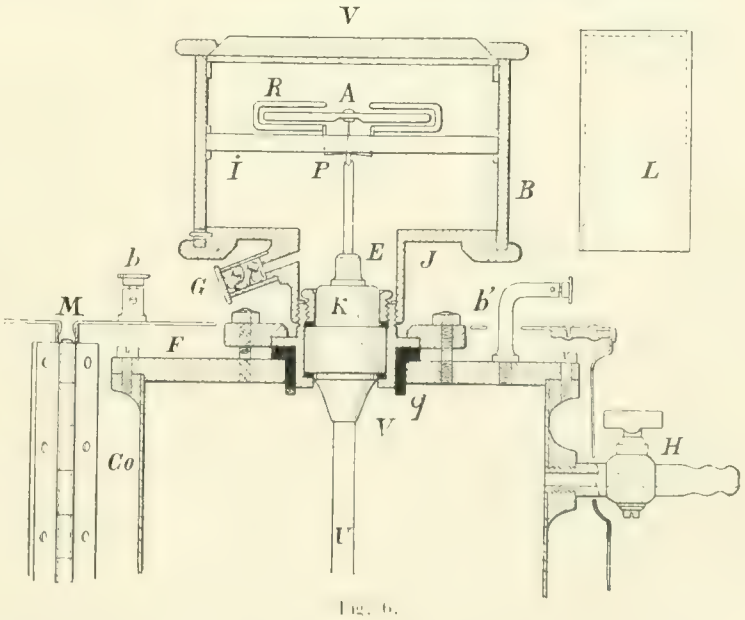


Fig. 6.

mier et le dispositif porté par lui, sont entièrement démontables. Il n'y a ni cuir, ni colle, ni mastic pour

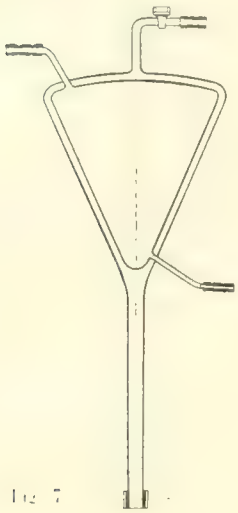


Fig. 7

assurer la fermeture hermétique, qui est d'ailleurs parfaite.

Le dispositif de ce condensateur permet d'employer l'appareil de deux façons différentes : soit comme d'habitude, en étudiant la chute du système chargé (et en ce cas on relie les deux bornes *bb'* entre elles et avec la cage de l'appareil de mesure), soit grâce à l'emploi de l'anneau de garde et du cylindre extérieur en mettant le cylindre intérieur en contact par la borne *b'* (la borne *b* et la cage de l'appareil doit être alors à terre) avec une pile à haute tension et alors on étudie l'augmentation de la charge du système acquise à travers la masse de gaz ionisé.

Pour l'étude des eaux minérales il est très avantageux d'employer le dispositif transportable de la fig. 7 construit en cuivre, lequel est adapté sur un récipient quelconque et sert de réfrigérant très puissant lorsqu'on chauffe l'eau à l'ébullition pour en extraire les émanations.

J'exprime toute ma gratitude à Mme Curie d'avoir bien voulu mettre à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire.

(Reçu le 25 novembre 1909.)

Dissymétrie de positions des composantes magnétiques rencontrée dans les spectres de bandes d'émission

Par A. DUFOUR

(École Normale Supérieure. — Laboratoire de physique.)

Avant d'indiquer quelques résultats que j'ai obtenus en poursuivant mes recherches sur les spectres de bandes d'émission étudiées dans le champ magnétique, je voudrais dire un mot — bien que les questions de priorité m'intéressent moins que les expériences elles-mêmes — sur les deux réclamations que présente M. J. Becquerel [1], l'une pour lui et l'autre pour M. Voigt.

Sur le premier point, je ferai remarquer que dans mon précédent travail, qui se rapporte, comme l'indiquent son titre et ses conclusions, à des *raies d'émission*, j'ai cité intégralement la phrase où M. J. Becquerel avait signalé, antérieurement à mes recherches, la dissymétrie de positions observée longitudinalement d'une *bande d'absorption*. J'avais donné l'indication bibliographique se rapportant à cette observation antérieure [2].

En ce qui concerne M. Voigt, M. Becquerel reconnaît lui-même que j'ai cité — sans insister également, il est vrai, sur les deux — les deux sortes de théories de M. Voigt, applicables à des cas différents. Je reconnais très volontiers que M. Voigt prévoyait, même dans le cas de l'observation longitudinale, la dissymétrie de positions dépendante du champ, comme le montre le passage du livre de M. Voigt reproduit par M. J. Becquerel.

Mais puisque M. J. Becquerel le citait, il aurait dû le citer plus complètement et donner la phrase qui suit immédiatement le point où il s'arrête [1] et dans laquelle M. Voigt déclare ne pas entrer dans le détail, parce qu'il considère ces dissymétries comme toujours faibles et même douteuses [2]. Il y avait donc quelque intérêt à les établir expérimentalement, aussi bien dans le cas des spectres d'émission que dans le cas des spectres d'absorption, ceux-ci étudiés par M. J. Becquerel.

Si j'ai insisté davantage sur la théorie de la dissymétrie du triplet donné par M. Voigt, c'est parce que c'est actuellement la seule raison — et c'est une raison théorique — de douter de la généralité de la relation entre les phénomènes obtenus dans les deux modes principaux d'observation du phénomène de

1. *Le Radium*, 6 (1909), 527.
2. *Le Radium*, 6 (1909), 504 (en note).

1. *Le Radium*, 6 (1909), 528 (en note).
2. Voici cette phrase : « Wir wollen diese hier nicht näher ausführen, zumal diese Dissymetrien nach der Erfahrung immer schwach und häufig sogar zweifelhaft sind » (Magnetooptik, p. 259).

Zeeman, relation que j'ai étendue à ces raies dissymétriques. Cette extension peut paraître toute naturelle; je crois cependant qu'il était utile de vérifier qu'elle était légitime; cette vérification n'a d'ailleurs été faite, en ce qui concerne les dissymétries de positions, que pour les spectres d'émission dont je me suis occupé.

J'indique maintenant quelques résultats relatifs aux spectres de bandes. Il s'agit des arêtes de la bande D''(λ = 6064,49) du spectre du fluorure de calcium volatilisé dans la flamme. Cette bande est formée, comme on sait, d'arêtes dégradées vers le violet, et chaque arête donne dans le champ magnétique un quadruplet inverse, dont l'écart du doublet vibrant perpendiculairement au champ est de l'ordre de l'écart normal, tandis que le doublet formé des vibrations parallèles aux lignes de force a un écart de l'ordre des 4/5 de l'écart normal. La comparaison de la place des composantes par rapport à l'arête initiale est plus difficile ici que pour les raies que j'ai déjà étudiées, à cause de la structure dégradée de ces arêtes. On a utilisé le procédé qui paraît être le meilleur : deux flammes à fluorure de calcium servent de sources; l'une est dans le champ, l'autre en dehors, toutes deux en ligne droite avec la fente du réseau. On obtient donc sur la plaque photographique les deux spectres mélangés; la pose est la même pour les deux flammes fonctionnant ensemble; dans ces conditions (qui sont celles de toutes mes expériences), l'état de polarisation des radiations qui arrivent sur le réseau est le même dans les deux cas (ici, à cause de l'analyseur, elles sont polarisées rectilignement, la vibration étant parallèle aux traits du réseau). Les observations ont été faites dans les deux sens principaux d'observation dans un champ de 28 200 unités.

Fig. 1

Les photographies 1 et 2 représentent, agrandis 10 fois, les résultats obtenus (le violet est à gauche); la première correspond à l'observation longitudinale à l'aide d'un analyseur bicirculaire; la seconde est relative à l'observation faite perpendiculairement, la région 2 étant constituée des vibrations perpendiculaires aux lignes de force. Sur les deux photographies on voit les arêtes de la bande et les doublets magnétiques qu'elles donnent. Si l'on considère une arête comme un tout subissant le même phénomène de Zeeman, on doit trouver que les bords les plus intenses des doublets doivent être symétriques en position par rapport au bord le plus intense de l'arête génératrice. On peut voir qu'il n'en est pas ainsi sur la photographie 1 et sur la photographie 2 (région 2). Il est alors permis de dire qu'il existe une dissymétrie de positions de ces composantes par rapport à l'arête initiale, le déplacement de la ligne de symétrie des arêtes des composantes se faisant vers le rouge[1]. Pour les vibrations s'effectuant parallèlement aux lignes de force, il n'en est pas ainsi (photographie 2, région 1).

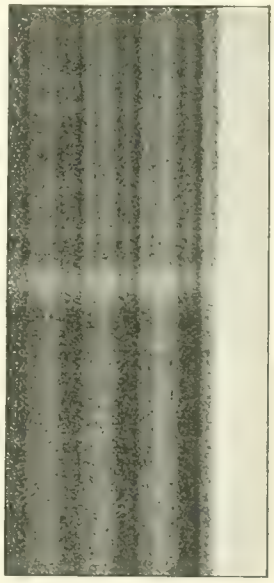


Fig. 2.

En résumé, malgré les difficultés d'observation et d'interprétation rencontrées pour les phénomènes donnés par ces bandes, difficultés qui n'existaient pas pour les raies, ainsi qu'on le constatera en se reportant aux photographies de mon précédent mémoire, on peut dire que la relation entre les deux cas principaux d'observation du phénomène de Zeeman, paraît bien exister, même dans les cas où l'on constate des dissymétries, pour les raies et pour les bandes d'émission.

Reçu le 7 décembre 1909.

1. Si l'on considère le dégradé des arêtes de ces bandes comme formé de composantes multiples dissymétriques, on pourrait expliquer cette dissymétrie de positions en admettant que les différentes raies distinctes composant le dégradé, subissent un phénomène de Zeeman de valeur variable suivant la raie élémentaire considérée. La question paraît bien difficile à trancher dans l'état actuel des procédés d'observation.

ANALYSES

Radioactivité

Relations entre les gaz inactifs et les éléments radioactifs. — **F. H. Loring** (*Chem. News*, **100** (1909) 57). — En portant en abscisses les logarithmes des nombres entiers, et en ordonnées les poids atomiques, calculés en appliquant des considérations auxquelles il renvoie, l'auteur obtient une courbe sur laquelle se suivent l'hélium (correspondant à log 2), le néon (log 4), l'argon (log 5), le krypton (log 6), le xénon (log 7) et l'émanation du radium (log 8, poids atomique adopté 175). Cette courbe est très régulière et semble tendre vers une ligne droite. L'ordonnée correspondant à log 5 se trouve être égale à la différence entre le poids atomique de l'azote et celui de l'hélium. Les poids correspondants à log 9 et log 10 ont pour ordonnées 215 et 250, ce qui correspondrait aux poids atomiques de l'émanation du thorium et à l'émanation de l'actinium. On peut alors former trois groupes de quatre corps chacun, tels que les différences secondes des poids atomiques forment une même progression géométrique. Le premier comprend, par poids atomiques décroissants, UrX, Ur, Ac éman., Ac ; le second Hg, Tl, Th éman., Thorium ; le troisième Kr, I, Ra éman., Ra. L'auteur reconnaît que ces constructions sont passablement arbitraires, mais il pense qu'elles peuvent cependant donner des indications intéressantes.

L. Dunoyer.

Position des éléments radioactifs dans la table périodique. — **A.-T. Cameron** (*Nature*, **82** (1909) 66-67). — On a proposé beaucoup de dispositions pour permettre l'introduction de tous les éléments radioactifs dans la table périodique ; dans tous ces arrangements, chaque espace de la table est réservé à un seul élément. L'auteur a construit une table reposant sur les trois idées suivantes :

1° Deux éléments de poids atomique voisin peuvent occuper la même place dans la table ;

2° L'émission d'une particule α est accompagnée de la création d'un élément occupant l'espace adjacent du côté des poids atomiques moindres ;

3° L'émission d'une particule β ou un changement sans rayonnement peut correspondre ou non à un changement de place du côté des poids atomiques moindres.

																							N 1
He 4		Li 7		Be 9		B 11		C 12		N 14		O 16		Fl 19									
Ne 20		Na 23		Mg 24		Al 27		Si 28		P 31		S 32		Cl 35.5									
Ar 40		K 39		Ca 40		Sc 44		Ti 48		V 51		Cr 52		Mn 55				Fe 56	Co 59	Ni 59			
				Ga 69		Zn 65		Ga 70		Ge 72		As 75		Se 79		Br 80							
Kr 83		Rb 85.4		Sr 88		Y 89		Zr 90		Cb 95.4		Mo 96		Np? 100?				Ru 102	Rh 105	Pd 107			
				Ag 108		Cd 112		Ind 115		Sn 119		Sb 120		Te 127.5		I 127							
X 131		Cs 133		Ba 137		La 139		Ce, etc 140-178		Ta 181		W 184						Os 191	Ir 193	Pt 195			
				Au 197		Hg 200		Tl 204		Pb 207	◄ RaF ◄	Bi 208	◄	?←Act C ◄ Th C	◄	Act B Th B	◄	A A Ra A					
◄ Act Em ◄ Th Em ◄ Ra Em	◄	Act X Th X	◄	Radio Act Radio Th Ra 226.4	◄	Act Mesoth 2 Ionium	◄	Th 232.5 Ur X	◄	Radio Ur?		Ur 238.5											

Ainsi, le radium et le radiothorium qui ont des poids atomiques voisins (226.5 et 228.5) sont placés dans la même case. De même pour les émanations du radium et du thorium qui ont des propriétés analogues.

Le tableau montre qu'à part deux espaces dans les séries verticales au-dessous du manganèse, il n'y a pas d'espace libre dans la table périodique entre l'hydrogène et l'uranium.

G. Dannel.

La radioactivité du rubidium. — **Norman Campbell** (*Cambridge Phil. Soc. Proc.*, **15** (1908) 11-12).

1. On sait que les rayons émis par le rubidium sont moins pénétrants que ceux émis par le potassium[1]; il en résulte que pour déterminer l'activité relative de ces deux corps, on ne peut comparer les ionisations totales produites par les rayons provenant d'une couche mince de l'un et l'autre élément; on doit faire des mesures d'activité pour des couches d'épaisseur variable. Les mesures ont été faites avec le sulfate de potassium[2] : l'auteur donne ici les résultats des mesures faites avec le sulfate de rubidium.

2. Les expériences avec le sulfate de rubidium ont été conduites de la même manière qu'avec le sulfate de potassium; on a employé le même appareil. L'échantillon de sulfate de rubidium avait été préparé spécialement par Kahlbaum et sa pureté reconnue à 1 pour 100 près; on s'est appliqué à obtenir des couches minces et uniformes.

Les résultats des mesures sont groupés dans le tableau suivant.

Masse du sel (grammes)	Activité	Masse du sel (grammes)	Activité
6,20	47,5	29,51	87,5
10,69	65,2	41,66	90,0
13,44	67,4	45,95	90,5
16,56	75,1	52,76	95,5
16,81	75,7	65,06	94,7
22,58	79,5		

On voit d'après ces nombres que la concordance avec la courbe exponentielle théorique se fait moins bien que pour le potassium, ce qui est dû sans doute à ce que les rayons du rubidium sont moins homogènes.

3. Si on désigne par α le pouvoir ionisant de la radiation totale de 1 gramme de matière, quand toute la radiation est absorbée dans l'air; par I_0 l'activité d'une couche infiniment mince de surface σ de l'élément; par λ le coefficient d'absorption du corps pour les rayons qu'il émet, par ρ sa densité, on a :

$$\alpha = \frac{I_0}{\sigma} \cdot \frac{\lambda}{\rho}$$

N. Campbell a obtenu pour le rubidium,

$$\alpha = 14,47 \pm 0,565 \qquad \frac{\lambda}{\rho} = 55,2 \pm 2,1$$

et pour le potassium

$$\alpha = 2,005 \pm 0,0576 \qquad \frac{\lambda}{\rho} = 8,25 \pm 0,1$$

Il en résulte que, quoique pour des couches infiniment minces et contenant la même proportion du métal actif, l'activité du potassium soit légèrement plus grande que celle du rubidium, l'activité intrinsèque du rubidium est sept fois plus grande que celle du potassium.

Le pouvoir pénétrant est beaucoup plus petit pour les rayons du rubidium que pour ceux du potassium; les activités de ces deux éléments ne peuvent donc pas être attribuées à un même constituant. G. Danne.

Production d'hélium par le radium. — **B. B. Boltwood** et **E. Rutherford** (*Manchester Phil. Soc.*, 30 novembre 1909). — Rutherford, Geiger et Royds ont montré que la particule α était identique à un atome d'hélium; Rutherford et Geiger ont mesuré le nombre de particules α émises par un poids donné de radium, et ont déduit de leurs déterminations qu'un gramme de radium en équilibre devait produire 158 millimètres cubes d'hélium par an. MM. Boltwood et Rutherford ont mesuré directement le volume d'hélium produit par 0,2 gramme de radium. Les expériences ont donné un résultat correspondant à une production d'hélium de 165 millimètres cubes par gramme de radium et par an. On sait que les résultats antérieurs de J. Dewar avaient fourni le nombre 155.

Démonstration de la nature complexe du radium C. — **O. Hahn** et **Lise Meitner** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 696). — Les auteurs sont partis de l'hypothèse, déjà confirmée par plusieurs de leurs résultats, qu'un corps homogène ne peut émettre qu'un faisceau homogène de rayons β. L'homogénéité se constate à l'invariabilité du coefficient d'absorption.) Si donc un corps radioactif semble émettre une radiation β complexe, c'est un indice qu'il est lui-même complexe. On a cherché à appliquer ces considérations au radium B et au radium C. Le radium B a été préparé, soit par précipitation chimique, soit par concentration sur une lame chargée négativement. Il n'a donné dans tous les cas qu'un seul faisceau de rayons β, ce qui doit faire conclure à sa propre unité. Il en est autrement du radium C. Ce produit, même à l'état de pureté, ne donne pas des courbes d'absorption rectilignes. A la suite d'un grand nombre d'expériences, portant malheureusement sur des activités très faibles, les auteurs ont été amenés à extraire du radium C un produit à période très courte, comprise entre 1 et 2,5 minutes. Ils proposent de l'appeler le radium C_2. Le radium C_2 paraît se comporter comme s'il était constitué de deux corps, l'un ayant une période de quelques secondes seulement, et l'autre une période de 2 à 2,5 minutes. Léon Brou.

Nouveau rayonnement β du radium. — **O. Hahn** et **Lise Meitner** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 741). Parmi les produits radioactifs de la famille du radium, ceux qui possèdent un rayonnement β sont : 1° le radium C; 2° le radium E_2; 3° le radium B (rayonnement β mou). Les auteurs ont songé à rechercher si le radium lui-même n'émet pas de rayons β. Différentes observations leur ayant montré que certaines préparations radifères possédaient un rayonnement β beaucoup plus mou que celui du radium E_2, ils ont cherché à isoler le rayonnement. Pour cela il fallait d'abord débarrasser les préparations de toute la radioactivité produite à évolution rapide (radium A, B, C) afin d'éliminer les rayons β émis par les produits B et C. On a effectué cette séparation soit par voie chimique (action de l'hydrogène et de l'ammoniaque), soit par calcination à haute température du radium en couche très mince. La première méthode a fourni des préparations possédant un rayonnement β très mou, qui est réduit au quart environ par une seule feuille d'aluminium mince. La deuxième méthode a fourni également des préparations dont l'activité β atteignait par calcinations répétées une valeur limitée *non nulle*, puis croissait avec le temps par suite de la formation des radium B et C. Le rayonnement β est toujours très mou, il diminue de plus des 4 cinquièmes par passage au travers d'une feuille d'aluminium de 0,054^{mm} d'épaisseur. On a vérifié l'absence du thorium et de l'actinium. On s'est assuré aussi que ni le radium D, ni le radium F, ni le radium F ne possèdent un rayonnement mou comparable à celui qu'on observait. La conclusion à tirer de là est que le rayonnement provient du radium proprement dit. Cette conclusion a été fortifiée par des expériences faites sur différents échantillons de radium de dates différentes ou ayant été soumis à des traitements chimiques différents. Si le rayonnement observé avait été dû à une impureté quelconque, il aurait dû n'avoir aucun rapport avec l'acti-

1. *Le Radium*, 4 (1907), 199-202.
2. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **14** (1907), 557-567.

vité propre du radium utilisé. L'expérience a fait voir au contraire que le rayonnement β mou correspond toujours à une activité voisine de 1.25 pour 100 de l'activité β maximum. Il y a donc corrélation entre le rayonnement mou et le rayonnement maximum, ce qui est une preuve indirecte de l'hypothèse émise plus haut : les rayons β mous sont émis par le radium lui-même. L'épaisseur d'aluminium qui réduit le rayonnement de moitié est 0,00222^{cm}, ce qui correspond à un coefficient d'absorption égal à 312 cm^{-1}. On conçoit qu'un rayonnement aussi absorbable soit très vite masqué par des rayonnements plus intenses et plus pénétrants. De plus, les auteurs ont pu constater qu'après une demi-heure ou une heure, les préparations ne donnaient plus de courbes d'absorption nettement exponentielles, mais des courbes qui deviennent rapidement concaves.

Dans leur récent travail sur le radium C, les auteurs ont été amenés à décomposer ce produit en divers constituants et ils ont émis l'idée qu'un rayonnement β hétérogène était toujours l'indice d'un mélange de corps. En adoptant ces vues, on serait amené à penser que le radium proprement dit n'est pas un corps homogène. Il donnerait lieu à une substance nouvelle, le radium X, dont la durée de vie serait très petite, et qui émettrait des rayons β, tandis que le radium proprement dit émettrait des rayons β mous. La difficulté qu'il y aurait eu à isoler jusqu'ici cette substance tiendrait à son analogie avec le thorium X, l'actinium, qui en ferait un corps alcalino-terreux suivant les mêmes réactions que le radium. De nouvelles recherches montreront si cette hypothèse doit être adoptée.

Léon Bloch.

Sur la radioactivité des sources minérales. — **E. Ebler** (*Versammlung Deutscher Naturforscher u. Ärzte*, Salzburg, 1909). — L'auteur, après avoir donné un exposé général des théories et des phénomènes de la radioactivité, émet l'opinion, que pour la définition exacte des matières actives il serait nécessaire de trouver des méthodes qui permettraient de les mettre en évidence par les procédés de l'analyse chimique.

Ensuite il donne le résultat des observations faites sur une eau thermominérale « Maxquelle au bain Dürkheim an der Haardt ». Cette eau a une origine volcanique, appelée par E. Suess *juvenile*, sa température constante est 19,6°C. Sa composition (elle contient des chlorures) est restée constante depuis 50 ans; elle contient relativement peu d'émanation du radium et est très riche en produits actifs dissous. Elle dépose un sédiment dont la quantité par an est environ de 7000 kilogrammes et qui est encore plus riche que l'eau en produits actifs. Cette activité est due non pas au radium, mais au radio-plomb (radium D, E, F) et même, ce qui est intéressant, on a pu y déceler la présence du radium.

L'eau, après avoir déposé ses sédiments, contient encore un peu de substances radioactives, et elle en contient même lorsqu'on en sépare les dernières traces de radio-plomb. *Cette substance active n'est pas* le radium ni *une matière active quelconque connue*. Elle est liée aux chlorures alcalins, produit de l'émanation qu'on peut chasser en chauffant la solution; celle-ci se reforme ensuite, sa vie paraît être relativement longue et son activité considérable. L'auteur croit pouvoir mettre en évidence sa présence aussi dans les eaux mères des eaux de Nauheim et dans celles de Kreuznach.

L'auteur pense pouvoir caractériser la substance nouvelle par ses propriétés chimiques (elle se place dans le groupe des alcalins) et par la production d'une émanation d'une durée beaucoup plus longue que celle de radium, aussi par la période de radioactivité induite due à cette émanation.

L'auteur admet que cette nouvelle substance est identique avec l'élément radioactif auquel le potassium et le rubidium doivent leur activité et que ses derniers éléments, contrairement à ce qu'on suppose généralement, ne sont pas eux-mêmes radioactifs.

Cet élément devrait avoir une valence plus élevée que le cæsium et doit être encore plus électro-positif que celui-ci. Pour la séparation, on a essayé l'entraînement par la vapeur d'eau, une congélation fractionnée, mais les résultats n'ont pas été très bons. L'auteur se propose d'essayer une électrolyse fractionnée en employant une densité du courant bien déterminée et une cathode en mercure.

La composition chimique de l'eau où la nouvelle substance a été trouvée est telle qu'on peut assurer que la source résulte d'une distillation (en partie distillation sèche) des roches dans la profondeur. On sait d'autre part que les chlorures des métaux alcalins se volatilisent d'autant plus facilement que leur poids atomique est plus élevé. On a donc une raison de plus pour admettre que cette eau puisse contenir un élément possédant des propriétés précédemment signalées.

B. Szilard.

Électronique

La masse des électrons en mouvement. — **E. Hupka** (note provisoire) (*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.* **11** 1909] 249-258). — Les expériences récentes de Bucherer sur la masse des corpuscules β des corps radioactifs ont confirmé entièrement la théorie de Lorentz et le principe de relativité.

Les mesures de M. Hupka, commencées avant la publication de Bucherer, ont porté sur des électrons libérés avec une très faible vitesse initiale, par action de la lumière ultra-violette sur une lame métallique, et accélérés

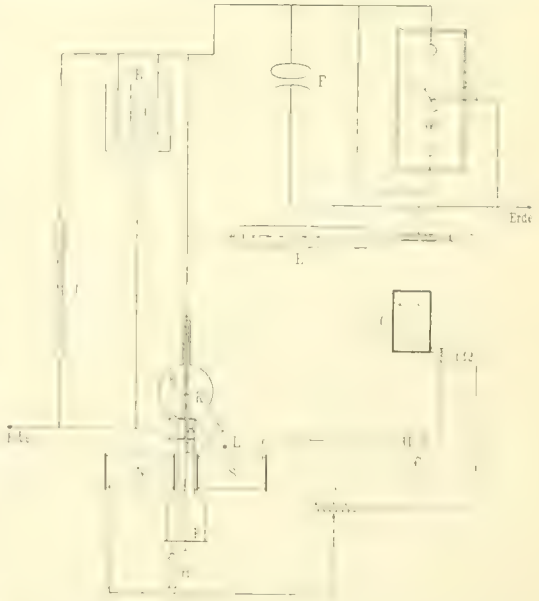


Fig. 1.

par un champ électrique. Elles ont confirmé les résultats de Bucherer.

L'appareil est représenté sur la figure 1.

Les rayons ultra-violets d'une lampe à mercure en quartz tombent sur la cathode en cuivre K, d'un tube R où l'on fait un vide aussi parfait que possible au moyen de char

bon de noix de coco plongé dans l'air liquide. Les électrons, accélérés par un champ électrique intense, passent à travers un trou percé dans l'anode A et viennent projeter sur l'écran fluorescent P l'ombre de deux fils à la Wollaston tendus en croix sur un diaphragme D. Les deux bobines NS produisent un champ magnétique qui dévie cette ombre de *a* en *b*.

On se met à l'abri de l'influence du champ magnétique terrestre. Le champ magnétique est alors proportionnel au courant qui passe dans les bobines.

Pour obtenir et mesurer un champ électrique intense, l'auteur utilise une méthode due à C. Muller [1].

La cathode est liée au pôle négatif d'une bouteille de Leyde B alimentée par une machine statique J.

Les pôles positifs de la batterie, de la machine et l'anode sont reliés au sol. La différence de potentiel, réglée au moyen d'une dérivation interrompue par un éclateur à pointes E, est mesurée à l'électromètre bifilaire W. Elle a atteint jusqu'à 88 400 volts.

Les mesures destinées à trancher entre les diverses théories de l'électron sont purement relatives. On ne détermine en valeur absolue ni le champ magnétique ni la déviation *a b*, que l'on maintient constante, tout en faisant varier le champ électrique entre de larges limites. Pour chaque différence de potentiel P, entre K et A, on règle le courant des bobines NS de manière à faire coïncider dans le microscope H, l'image de l'ombre des fils du diaphragme D avec celle du réticule. La connaissance de P permet de calculer le rapport β de la vitesse des électrons à la vitesse de la lumière, au moyen des formules.

$$\text{I}\quad \begin{cases} P = \dfrac{9 \times 10^2 \times c}{4\,\eta_0} \left(\dfrac{1}{\beta} \ln \dfrac{1+\beta}{1-\beta} - 2\right) & \text{(théorie de l'électron sphérique.)} \\[2ex] P = \dfrac{3 \times 10^2\, c}{\eta_0} \left(\dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) & \text{(théorie de Lorentz)} \end{cases}$$

où c représente la vitesse de la lumière, η_0 le rapport de la charge à la masse de l'électron animé d'une vitesse faible. L'auteur admet pour η_0 la valeur $1{,}77.10^7$ donnée par Classen.

Cela posé, comme la déviation des électrons, et par suite le rayon de courbure ρ de leur trajectoire sont maintenus constants, on doit avoir dans la théorie de l'électron sphérique :

$$\text{II}\quad \begin{cases} \dfrac{1}{c}\,\eta_0\,\rho = \dfrac{3}{4}\,\dfrac{1}{H}\,\dfrac{1}{\beta}\left(\dfrac{1+\beta^2}{2\beta} \ln \dfrac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) = C_\beta = \text{const.} \\[2ex] \text{et dans la théorie de Lorentz :} \\[2ex] \dfrac{1}{c}\,\eta_0\,\rho = \dfrac{1}{H}\,\dfrac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = C'_\beta = \text{constante.} \end{cases}$$

(H représente le champ magnétique ou l'intensité du courant magnétisant à laquelle il est proportionnel).

L'expérience montre que la quantité C_β varie d'une manière systématique pendant une série de mesures tandis que C' reste constant, aux faibles erreurs d'expérience près.

La théorie de Lorentz est donc seule en parfait accord avec l'expérience.

Remarquons que les vitesses de 0,5 c, et plus, atteintes ici, sont les plus grandes qu'on ait obtenues par accélération au moyen d'un champ électrostatique. E. Bauer.

Effet Doppler des rayons canaux du néon. — **E. Dorn** (*Phys. Zeitsch.*, **10** [1909] 614). — L'auteur a réussi à observer l'effet Doppler sur les rayons canaux du néon. Le gaz ne contenait d'autre impureté qu'un peu d'hélium.

1. C. Muller, *Ann. d. Phys.* 4, **28** (1909) 585.

Pour la raie 6535 U.-A, il y avait séparation nette de la *raie au repos* et de la *raie en mouvement*. Les raies 6402, 6145, 6096 ont apparu fortement élargies, les raies 6507, 6383, 6267, 6164 (?) faiblement.

Les raies les plus intenses ne présentaient pas l'effet Doppler ou seulement à un degré très faible.

On n'a pu trouver aucun rapprochement entre les apparences observées ici et les résultats de Lohmann relatifs au phénomène de Zeeman. Léon Bloch.

Remarque sur les observations de W. Wien au sujet de la charge positive des rayons canaux. — **J. Stark.** (*Phys. Zeitsch.*, **10** [1909] 752). — M. Wien a fait des expériences sur la charge des rayons canaux qui sont parfois en désaccord, même quant au signe, avec ce que laisse prévoir la théorie ordinaire de ces rayons. M. Stark montre qu'on retrouve des résultats plus cohérents en évitant deux causes d'erreurs importantes, savoir les différences de potentiel parasites et l'ionisation par chocs. Léon Bloch.

A propos d'observations sur les rayons positifs du mercure. — **W. Wien** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 862. — L'auteur répond aux critiques de Stark qui ont été signalées ici précédemment. Contre la possibilité d'une ionisation intense en volume plaide le fait que le vide était extrêmement avancé. De plus l'aspect caractéristique de la fluorescence montre bien qu'on est en présence des rayons canaux. Léon Bloch.

Sur l'absorption par la matière des rayons β homogènes et sur la variation de l'absorption avec la vitesse des rayons. — **W. Wilson** (*Proc. Roy. Soc.*, A. **82** [1909] 612-628). — Les travaux exécutés jusqu'à ce jour sur l'absorption des rayons β par la matière avaient conduit à une loi exponentielle pour l'ionisation totale produite par le rayonnement au delà de l'écran, en fonction de l'épaisseur de cet écran. L'auteur établit au contraire que si l'on étudie un faisceau homogène de rayons β, l'absorption est une fonction linéaire de l'épaisseur traversée.

Comme la figure 1 l'indique, le faisceau homogène de

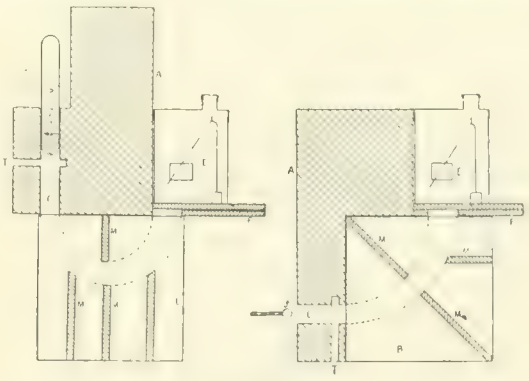


Fig. 1.

rayons est obtenu en incurvant au moyen d'un champ magnétique, perpendiculaire au plan de la figure, le faisceau global de rayons β émis par une petite ampoule de verre mince J contenant de l'émanation du radium, et de manière à faire passer un faisceau bien défini par les ouvertures des écrans M. La plaque de substance à étudier (cuivre, étain, aluminium) est placée sous l'électroscope E, qu'un écran épais protège contre le rayonnement direct de l'ampoule.

Une correction importante est pourtant nécessaire à cause des rayons γ et des rayons β secondaires qu'ils provoquent en frappant les pièces polaires de l'électro-aimant ou les écrans. Pour faire cette correction, on place un écran de plomb en T, assez épais pour arrêter tous les rayons β et assez mince pour ne modifier que d'une manière négligeable le rayonnement γ. L'ionisation totale mesurée dans ces circonstances est retranchée de l'ionisation totale mesurée sans écran. Des expériences de contrôle ont été faites pour s'assurer que le courant dans l'électroscope est bien saturé (en faisant les mesures dans différentes parties de l'échelle graduée), que la forme et les dimensions des ouvertures n'interviennent pas et que la proximité du champ magnétique et de l'électroscoque n'est pas la cause d'irrégularités.

D'après la figure 2, l'ionisation est bien proportionnelle à l'épaisseur traversée, quelle que soit la vitesse des particules, pourvu que l'épaisseur ne soit pas trop grande. Les écarts, par rapport à la loi linéaire, plus importants pour les vitesses faibles, seraient dus, suivant l'auteur, à diverses causes : la dimension nécessaire des ouvertures limitant le faisceau empêche qu'il soit complètement homogène et d'autant plus que la vitesse du rayonnement est plus faible; d'autre part, la correction pour les rayons γ prend d'autant plus d'importance relative que l'épaisseur traversée est plus grande; ensuite le mécanisme de l'absorption peut n'être pas le même pour les rayons de faible vitesse qui, suivant une conception de J.-J. Thomson, ne pourraient pénétrer les atomes, et pour les rayons très rapides qui pourraient passer à travers; enfin, un faisceau homogène, à son arrivée sur l'écran, doit vraisemblablement devenir hétérogène après la traversée d'une certaine épaisseur.

On peut donc représenter l'ionisation totale I produite

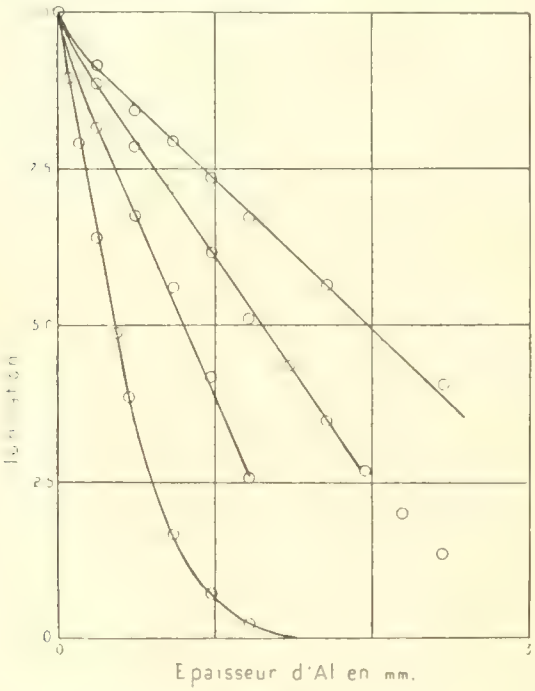


Fig. 2.

par un rayonnement homogène après la traversée d'une épaisseur x de métal par la formule

$$I = h(a - x) \qquad (1)$$

La constante a est l'épaisseur de matière après laquelle l'ionisation est nulle, et $h\,a$ représente l'ionisation initiale. a est une fonction de la vitesse qu'il était intéressant de déterminer. La mesure de la vitesse était déduite de la connaissance du rayon de courbure de la trajectoire et de la mesure du champ magnétique; dans le calcul, on employait pour $\frac{e}{m}$ la formule de Lorentz $\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0}\left(1 - \frac{v}{c}\right)^{\frac{3}{2}}$ en désignant par v la vitesse du corpuscule et par c celle de la lumière; on prenait pour $\frac{e}{m_0}$ la valeur $1{,}74.10^7$. La figure 3 montre la loi de variation de a avec la vitesse pour l'aluminium.

La connaissance de la loi linéaire (1) et de la loi empirique de variation de a avec la vitesse permet d'expliquer comment on trouve une loi exponentielle pour l'absorption, quand le rayonnement est hétérogène. En effet, l'ionisation totale est dans ce cas la somme des ionisations produites par les rayons de diverses vitesses, et l'on peut calculer chacune d'elles pour différentes épaisseurs traversées; on peut donc par une intégration graphique calculer en fonction de l'épaisseur traversée l'ionisation totale produite par un faisceau possédant toutes les vitesses. L'auteur retrouve ainsi, en utilisant ses nombres, la loi d'absorption expo-

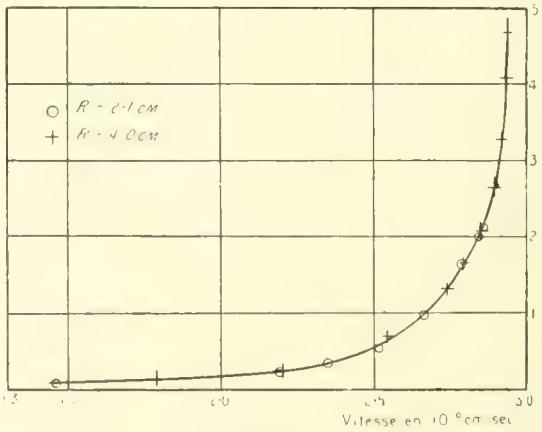


Fig. 3.

nentielle pour les rayons β de l'uranium avec la valeur 15,1 cm pour l'inverse du coefficient λ de la formule $dI = \lambda I dx$, tandis que Rutherford a trouvé directement 15,7 et Schmidt 14.

Pour le choix d'une hypothèse sur le mécanisme de l'absorption, il est important de savoir si le nombre des rayons β émergents est seulement diminué sans changement de vitesse, ou si la vitesse de ces rayons est aussi diminuée. Pour résoudre la question, l'auteur a construit les courbes d'ionisation en fonction du champ magnétique dans les conditions suivantes : 1° a (fig. 3), aucun écran n'est placé sous l'électroscope; 2° b, un écran de 0,489 mm d'aluminium placé sous l'électroscope; 3° c, un écran de 1,219 mm placé de même; 4° d, le premier écran placé en T (fig. 1); 5° e, le deuxième écran placé en T. Si la vitesse des particules émergentes n'avait pas changé, les courbes b et d coïncideraient, de même que les courbes c et e. Les courbes d et e étant entièrement à gauche des courbes correspondantes b et c, il semble bien en résulter que la vitesse des particules a diminué. L. Dunoyer.

Sur la dynamique de l'électron dans la cinématique du principe de relativité. — Max Born (Göttingen). — (*Phys. Zeitsch.* **10** (1909) 814). — M. Born a fait quelques applications intéressantes du mode de figuration géométrique du à Minkowski. On sait que cet auteur fait correspondre à un point x, y, z à l'instant t, le point de coordonnées x, y, z, t dans l'espace

à quatre dimensions. La transformation de Lorentz est une des transformations du groupe qui laisse invariants les hyperboloïdes.

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = \pm 1$$

Il n'existe pas de fonction des coordonnées comparable à ce que serait la distance de deux points dans l'espace ordinaire, et restant invariante pour le même groupe. C'est dire que le principe de relativité est incompatible avec l'existence de solides invariables, au sens ordinaire du mot. Il ne peut y avoir dans la théorie de la relativité que des solides invariables pour les distances infinitésimales, M. Born montre comment dans certains cas particuliers on peut construire de pareils solides : ces corps se composent de couches adjacentes dont l'écart reste invariable dans l'espace généralisé, mais varie lorsqu'on passe d'une région à une autre à distance fixe de la première. L'exemple le plus simple est fourni dans le cas de la translation, par l'électron déformable de Lorentz. Le mode particulier de déformabilité que Lorentz attribue à l'électron en mouvement est précisément ce que M. Born appelle rigidité infinitésimale. Des considérations simples montrent qu'un corps rigide, au sens nouveau du mot, occupe nécessairement un volume fini, d'autant plus petit que l'accélération est plus grande. Si les rayons β sont des électrons déformables de Lorentz, les grandes accélérations que nous leur connaissons donnent ainsi une limite supérieure (d'ailleurs très grossière) de leur volume.

Après avoir étendu ainsi la notion vulgaire de corps solide invariable, M. Born cherche à généraliser aussi la notion de mouvement uniformément accéléré. Ici il faut bien noter, comme l'a fait remarquer Sommerfeld, que le principe de relativité est un guide moins sûr que lorsqu'il s'agit de translations uniformes. Quoi qu'il en soit, M. Born fait voir que le mouvement uniformément accéléré peut être défini dans l'espace à quatre dimensions. La trajectoire est alors une hyperbole asymptote à l'hyperboloïde fondamental. On trouve, indépendamment de toute hypothèse sur la forme et la répartition de la charge dans l'électron, que pour un mouvement uniformément accéléré le champ de l'électron est *stationnaire*. Il n'y a pas de rayonnement. Naturellement la distribution de ce champ est autre que dans le cas de la translation uniforme, mais elle se caractérise, pour un observateur lié au système, par l'absence de champ magnétique et l'existence d'une fonction jouant le rôle de potentiel électrostatique. Le fait le plus remarquable est qu'on ne peut alors concilier l'expression de la force donnée par Lorentz

$$F = E + \frac{1}{c} w H,$$

avec le principe de relativité qu'en renonçant à considérer la force totale comme la somme géométrique de ses composantes. L'additivité des forces, des quantités de mouvement et d'énergie est incompatible avec le principe de relativité dans le cas où l'accélération n'est pas nulle.

Léon Bloch.

Photo-électricité et optique. — M. Hallwachs [Dresde] (*Phys., Zeitsch.*, **10** (1909) 847). — L'auteur, bien connu par ses travaux sur la lumière ultra-violette, a fait une observation intéressante sur un tube à potassium. On dit, en général, que les métaux alcalins présentent un maximum d'effet photo-électrique dans le spectre visible. Profitant de ce qu'il avait à sa disposition un tube à potassium muni d'une fenêtre de quartz, M. Halwachs a pu étudier l'action de l'ultra-violet jusqu'à 217 μμ. Il arrive à ce résultat important que les métaux alcalins se comportent comme les autres ; ils présentent dans l'ultra-violet un effet photo-électrique qui va en croissant constamment quand la longueur d'onde diminue et qui, en valeur absolue, est bien supérieur à ce qu'on trouve dans le spectre visible. Les maximums obtenus dans le spectre visible doivent donc être considérés comme des maximums secondaires, l'effet photo-électrique demeurant lié principalement à l'action des courtes longueurs d'onde. Léon Bloch.

Sur l'effet Zeeman dans des champs magnétiques faibles. — O. v. Baeyer et **E. Gehrcke** (*Ann. d. Phys.*, **29** [1909] 941-955). — Mémoire d'ensemble résumant les travaux des auteurs sur l'effet Zeeman des raies du mercure.

La source est un tube de Geissler à électrodes de mercure dont la partie capillaire peut être mise tout entière entre les deux pôles d'un électro-aimant de Du Bois dans une région de champ uniforme. Pour que les raies soient nettes, la bobine doit être munie d'un interrupteur en platine et non d'une turbine à jet de mercure.

On photographie les « points d'interférences » obtenus, d'après la méthode de Lummer-Gehrcke modifiée par Gehrcke et v. Baeyer, par réflexions totales successives sur les faces plans parallèles de deux lames épaisses de verre, placées l'une derrière l'autre et perpendiculaires entre elles. Ces points sont les intersections des franges données par chaque lame. L'une de ces lames a un pouvoir séparateur relativement faible, ses dimensions sont 3,17 mm. d'épaisseur, 15 cm. de long, 2 cm. de haut ; son indice est 1,55. L'autre a 9,71 mm. d'épaisseur et 50 cm. de long sur 4 de haut (indice 1,58) ; son pouvoir séparateur est de 700 000 environ pour $\lambda = 0,59\mu$. Le champ magnétique est mesuré avec soin par la méthode balistique.

Les mesures relatives aux raies principales du mercure 492, 577 et 579 μμ qui sont nettes ont donné les résultats résumés dans le tableau suivant :

A titre de comparaison les auteurs ont mis à côté de leurs nombres ceux qui ont été obtenus par d'autres observateurs.

Les valeurs de $\frac{\varepsilon}{\mu}$ correspondant aux trois raies sont à peu près égales, à la valeur qu'ont donnée les expériences sur les rayons cathodiques. Cependant « il est certain qu'il existe entre les valeurs de $\frac{\varepsilon}{\mu}$ relatives aux deux raies jaunes 577 et 579μμ une différence faible mais réelle de quelques pour cent.

« Ces écarts de la valeur théorique peuvent-ils s'expliquer par un accouplement des électrons vibrants, ou par l'aimantation de l'atome qui porte l'électron vibrant, sous l'influence du champ extérieur, ou par une variation de la force quasi élastique dans le champ magnétique ? On ne peut établir actuellement à ce sujet aucune hypothèse de quelque vraisemblance. »

Les autres raies et les satellites de quelques-unes ont donné pour $\frac{\varepsilon}{\mu}$ des valeurs très différentes.

Pas un seul des triplets mesurés ne présente d'asymétrie appréciable. E. Bauer.

Triplets asymétriques dans les spectres du tungstène. — J. Stock (*Phys. Zeitsch.* **10** [1909] 694). — De pareils triplets ont été observés par Jack. Mais des recherches encore inédites de cet auteur ayant montré que la dissymétrie variait très irrégulièrement d'une expérience à l'autre, il y avait lieu de rechercher si cette dissymétrie ne tenait pas à des causes parasites et si elle ne dépendait

pas de l'état de polarisation de la lumière. C'est ce qu'a tenté M. Stock avec le dispositif même qui avait servi à Jack. Le résultat est que les dissymétries ne dépassent pas les erreurs d'expériences ou, dans le cas où elles les dépassent, elles sont liées d'une façon encore obscure à l'élargissement et au degré de netteté des composantes. L'état de polarisation par lui-même est sans effet.

Léon Bloch.

La structure des raies spectrales des éléments. — J.-L. Janicki (*Ann. der Phys.*, **29** (1909) 853-868). Travail de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt. — On ne possède actuellement que des données très incomplètes et fragmentaires sur la structure des raies spectrales. L'auteur en fait l'étude systématique au moyen des franges d'interférence obtenues par réflexions totales successives sur une plaque de verre épaisse, d'après Lummer et Gehrcke. Les spectres étudiés dans ce premier mémoire sont ceux de Al, Mg, Zn, Sn, Cd, Co, Cu, Pb, Mn, Co, Cr, Tl, Hg.

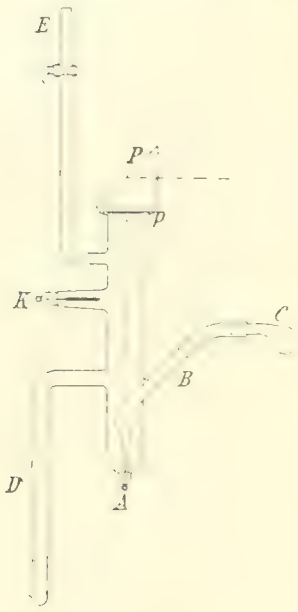


Fig. 1.

Pour connaître avec quelque certitude la structure des raies, au moyen d'un appareil aussi dispersif que celui de Lummer-Gehrcke, il faut que les sources de lumière donnent des raies intenses et aussi fines que possible. M. Janicki produit tous ses spectres dans le vide. Il utilise deux types d'appareils :

1° Des tubes de Geissler à rayons anoliques, tels que celui qui est reproduit sur la figure 1.

L'anode A est en forme d'entonnoir dans lequel on introduit un sel du métal à étudier. M. Gehrcke et Reichenheim ont montré qu'il se produit au voisinage de ces anodes salines un spectre intense du métal.

Le tube C sert à introduire du sel frais lorsque celui qui est dans l'entonnoir a disparu.

2° Des tubes de Wehnelt dont l'anode est un tube de porcelaine rempli de poudre du métal. Sous l'influence des courants intenses (1 à 2 ampères), qui traversent le tube, l'anode se volatilise et donne le spectre à étudier.

Beaucoup de raies, considérées autrefois comme simples, ont des satellites. Inversement certaines raies que des auteurs comme Exner et Haschek, Nutting, avaient cru multiples, sont simples. Ces erreurs sont dues à des fausses images (Geissler).

E. Bauer.

Dispersion anormale de vapeurs métalliques. P. V. Bevan (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 407-411). — L'auteur a fait des expériences analogues à celles de Wood sur le lithium et le potassium. Il a constaté facilement la dispersion anormale au voisinage de la raie rouge du lithium en chauffant ce métal à haute température. Il espère arriver à mettre en évidence le même phénomène au voisinage des raies ultra-violettes appartenant elles aussi à la série principale. Avec le potassium, il suffit de chauffer modérément pour arriver à observer la dispersion anomale au voisinage des deux doublets 7699-7665 et 4047-4044 appartenant à la série principale. A haute température on voit apparaître un certain nombre de bandes d'absorption dans le vert et le bleu, bandes qui semblent en rapport avec les raies d'émission de potassium. Ces bandes sont à rapprocher du spectre cannelé observé par Wood avec le sodium. Le lithium ne présente pas, du moins aux températures qu'on a pu atteindre, d'autre région d'absorption que celle de la raie rouge. L'examen de la dispersion anomale au voisinage de cette raie laisserait penser qu'elle est double, et que ce doublet à composantes très voisines doit se rapprocher des doublets analogues du radium et du potassium. D'une façon générale, le fait signalé par Wood à propos de la vapeur de sodium, semble vrai des autres métaux alcalins : il n'y a dispersion anomale qu'aux environs des raies de la série principale ; les autres raies ou bandes d'absorption ne présentent pas le phénomène.

Léon Bloch.

Observations sur le sélénium dans le champ magnétique. — L. Amaduzzi (*Nuovo Cimento* V-**18** (1909) 58-62). — L'auteur constate qu'une pile à sélénium subit un changement de résistance appréciable sous l'effet du champ magnétique et paraît présenter un phénomène de Hall négatif. Il observe incidemment que d'après les mesures de Hall l'ordre dans lequel se suivent les métaux est le même, soit qu'on les classe d'après les variations de résistance dans un champ magnétique ou par la grandeur de l'effet Hall. Il y a là un point que la théorie électronique doit expliquer.

Léon Bloch.

Fluorescence et ionisation de la vapeur de mercure. — W. Steubing (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 787). — S'inspirant des idées de Stark, M. Steubing a voulu vérifier dans le cas de la vapeur de mercure les relations prévues par la théorie de Stark entre fluorescence, absorption et ionisation. L'intérêt de ce travail réside surtout dans la partie spectroscopique, qui ne fait pas double emploi avec les belles recherches de Wood, parce que ce dernier n'a pas dépassé dans l'ultra-violet la longueur d'onde 2400, alors que l'auteur a pu opérer jusqu'à $\lambda = 1867$. Il a découvert ainsi une bande de fluorescence s'étendant jusqu'à $\lambda = 2546$, une bande d'absorption sensible même aux faibles pressions et coïncidant avec la bande de fluorescence précédente, ainsi qu'une raie de fluorescence nouvelle $\lambda = 2546$. La bande de fluorescence est celle que la théorie de Stark appelle « bande estompée vers le rouge » et qui, lorsqu'il y a absorption dans cette région, donne lieu à fluorescence dans la bande correspondante estompée vers le violet.

M. Steubing, suivant l'exemple de Stark, a cru pouvoir mettre en évidence une ionisation de la vapeur de mercure lorsque celle-ci est fluorescente. Il a pensé qu'il suffisait, pour mettre en évidence une semblable ionisation, de mesurer au galvanomètre le courant passant entre deux électrodes plongées dans la vapeur de mercure et de constater que ce courant atteignait son maximum en même temps que la fluorescence. Nous pensons que ces expériences, comme celles de M. Stark, ne tiennent pas un compte suffisant de la cause d'erreur créée par un effet Herz direct ou indirect. Le fait que le courant photo-électrique diminue fortement lorsqu'on soustrait la cathode au rayonnement ultra-violet direct tendrait à faire croire qu'une partie importante des effets attribués à l'ionisation de la vapeur est due aux actions photo-électriques ordinaires.

Léon Bloch.

La réflexion sélective de lumière monochromatique par la vapeur de mercure. — R. W. Wood (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 187-195). — Ce premier

mémoire d'une série sur les propriétés optiques de la vapeur de mercure a trait à un phénomène nouveau qui n'avait pas été observé sur les autres vapeurs métalliques : la réflexion métallique au voisinage d'une raie d'absorption.

Wood a montré que la vapeur de sodium, éclairée par la raie D, émet dans toutes les directions un rayonnement diffus de même nature, qu'il a attribué à la résonance des atomes, sous l'action d'ondes incidentes ayant une période égale à leur période propre. Il a prédit ensuite que « si les résonateurs moléculaires étaient suffisamment serrés les uns contre les autres, il y aurait une relation définie entre les phases des ondes élémentaires secondaires qu'ils émettent; elles se réuniraient en une onde unique, la lumière diffusée disparaîtrait, et on aurait à sa place une réflexion régulière de la lumière absorbée. »

Le phénomène n'a pas pu être observé sur la vapeur de sodium qui ne peut être obtenue avec une densité suffisante, sans action chimique sur les parois de verre. Mais il a pu être étudié sur la raie 2556,7 de la vapeur de mercure, qui peut être renfermée sous des pressions de 20 à 50 atmosphères, dans des ampoules de quartz. Cette raie présente aux basses pressions le phénomène de résonance optique.

M. Wood enferme une goutte de mercure dans une ampoule de quartz, où il fait le vide et qu'il scelle ensuite.

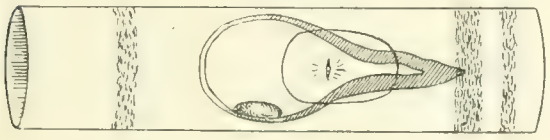


Fig. 1.

Celle-ci est placée, comme le montre la figure 1, dans un tube d'acier à parois minces, devant un trou ovale percé dans la surface latérale. C'est par ce trou que passe la lumière incidente émise par une source (lampe à mercure en quartz, arc au fer), située aussi près que possible de l'ampoule, ainsi que la lumière réfléchie, qu'on analyse au spectrographe. Afin de séparer les deux images obtenues par réflexion sur les faces interne et externe du quartz, on prend une ampoule à parois très épaisses et à faces non parallèles. Le tube de fer est chauffé au rouge vif par deux becs Bunsen. Les deux extrémités sont bouchées par du carton d'amiante.

Le cliché 2, reproduit ci-dessus, est obtenu en éclairant l'ampoule au moyen d'un arc au mercure, et en photographiant la lumière réfléchie par la face interne (quartz,

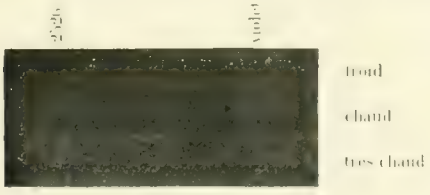


Fig. 2.

vapeur de mercure) de la paroi de l'ampoule. Elle montre que l'intensité de la raie 2556,7 dans le spectre réfléchi augmente beaucoup quand la température, c'est-à-dire la densité de la vapeur de mercure augmente. Le phénomène ne se produit pas pour les autres raies.

Pour démontrer qu'il s'agit d'une réflexion régulière et non pas d'un phénomène de résonance optique, M. Wood fait l'expérience suivante :

« Le tube d'acier était monté verticalement dans une position telle que les deux images, dues à la réflexion sur les faces internes et externes de la paroi antérieure de l'ampoule se trouvent l'une au-dessous de l'autre. Comme l'arc au mercure consistait en une étroite colonne verticale de lumière, ces images apparaissaient comme deux lignes lumineuses étroites et verticales, et pouvaient être utilisées à la place de la fente du spectrographe. L'arc était placé à environ 1 mètre de l'ampoule.

« La fente du spectrographe était enlevée et l'instrument était placé dans une position telle que les deux images réfléchies occupaient la place où se trouvait auparavant la

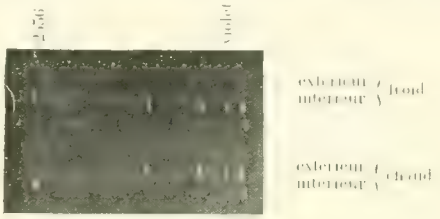


Fig. 3.

fente. En exposant une plaque photographique, on obtient deux spectres placés l'un au-dessous de l'autre, l'un dû à la lumière réfléchie par la surface extérieure (air-quartz), l'autre par la surface intérieure (quartz, vapeur de mercure). »

On voit sur le cliché 3 que les raies du premier spectre sont plus intenses que celles du second, sauf la raie 2556,7 qui est bien plus forte dans le spectre du bas, lorsque l'ampoule est chaude. On voit donc qu'il s'agit bien dans ce cas d'une réflexion régulière analogue à celle qu'on obtiendrait en argentant la paroi intérieure de l'ampoule.

Influence de la fréquence de la lumière incidente. En se servant, comme source, d'un arc au fer qui donne un groupe serré de raies au voisinage de la raie du mercure, on constate que la raie du fer, qui est réfléchie métalliquement (2555,67), est à 1 angström environ au-dessous de la raie du mercure. C'est seulement lorsque la densité de la vapeur de mercure est plus grande que se

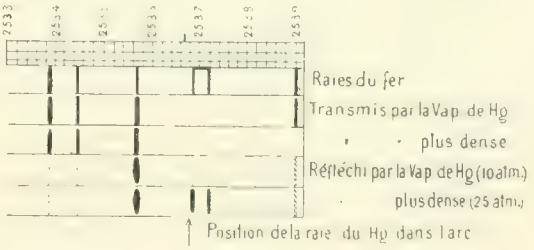


Fig. 4.

produit la réflexion métallique pour la raie double 2536,9, 2537,21 qui coïncide presque exactement avec la raie du mercure. Cependant, c'est dans tous les cas cette raie double qui est le plus fortement absorbée. Le pouvoir absorbant de la vapeur de mercure est au contraire très faible pour la raie qu'elle réfléchit métalliquement.

Ces résultats inattendus, pouvoir réflecteur métallique lié à une faible absorption, sont résumés sur le diagramme de la figure 4.

L'auteur renonce à rechercher les causes de ce phénomène avant d'avoir étudié l'absorption de la vapeur de mercure en couche très mince et à haute pression. Il se peut que la bande d'absorption se déplace vers les courtes longueurs d'onde quand la pression augmente.

A la fin de son travail, M. Wood étudie l'état de polarisation de la lumière réfléchie sur la surface interne du quartz, sous l'angle de polarisation.

A basse pression, toutes les raies sont polarisées. Quand l'ampoule est chaude, la polarisation de la raie 2536,7 disparaît. La réflexion, de vitreuse qu'elle était, devient donc bien métallique. « Un point important est la grande densité nécessaire à la réflexion régulière à la surface d'une vapeur absorbante. Dans un gaz à la pression atmosphérique, les molécules sont si rapprochées qu'il y en a 80 environ par longueur d'onde, c'est-à-dire 6400 dans un carré de côté égal à la longueur d'onde. Ceci semblerait plus que suffisant pour l'application du principe d'Huyghens. L'expérience montre, cependant, que l'effet ne se produit que pour une densité dix fois plus grande. Je suis porté à croire que c'est une question de rapidité d'arrêt de l'onde, plutôt que de densité des résonateurs assez grande pour rendre possible l'application du principe d'Huyghens. Il me semble probable que si un train d'ondes peut pénétrer dans le milieu à une profondeur de plusieurs longueurs d'onde, il n'y aura pas de réflexion régulière, quelle que soit la densité des résonateurs. Car dans ce cas, il doit y avoir interférence entre les ondes réfléchies par les différentes couches de molécules. » L. Bauer.

Rotation magnétique dans des pellicules cathodiques de fer. — **L. R. Ingersoll** (*Phil. Mag.*, **18**, (1909), 74-102). — En 1877, Kerr trouva que la réflexion de la lumière polarisée sur un miroir d'un métal magnétique, placé perpendiculairement à un champ magnétique intense, fait tourner le plan de polarisation.

En 1884, Kundt découvrit, par des expériences sur des pellicules minces, que les métaux magnétiques ont un très grand pouvoir rotatoire magnétique.

Ces deux phénomènes ont fait, depuis, l'objet de nombreux travaux (Du Bois, Righi, etc.). L'auteur les étudie sur des pellicules de fer obtenues par pulvérisation cathodique, dans l'étendue du spectre comprise entre la raie D du sodium et $\lambda = 2\mu,2$.

La méthode employée est une méthode bolométrique.

La lumière d'une lampe Nernst, rendue convergente par réflexion sur un miroir concave et polarisée par un prisme de spath, passe à travers ou se réfléchit sur la pellicule étudiée. Celle-ci est placée dans un champ magnétique normal à sa surface, entre les deux pôles percés d'un électro-aimant qui peut donner un champ de 6000 unités. La lumière est ensuite analysée par un grand prisme de spath donnant deux faisceaux distincts polarisés chacun à 45° du plan du polariseur. Ces deux faisceaux ont même intensité lorsque le plan de polarisation du faisceau incident n'a subi aucune rotation. Au contraire, une rotation quelconque introduit entre eux une différence d'intensité, dont la mesure permet de déterminer l'angle de rotation.

On élimine ainsi l'influence des variations accidentelles de la lampe Nernst. Les deux faisceaux tombent ensuite sur les deux moitiés de la fente d'un spectromètre et atteignent, après dispersion, les deux bandes d'un bolomètre sensible.

Les pellicules de fer sont déposées sur des couvre-objets de microscope en verre très mince, dont on étudie auparavant les propriétés magnéto-optiques. On les obtient dans une atmosphère d'hydrogène absolument pur, de manière à éviter toute oxydation.

Au moyen de bobines compensatrices on annule le champ au voisinage du polariseur et de l'analyseur de façon à n'avoir de rotation que sur la pellicule étudiée.

Enfin, l'auteur fait deux séries d'expériences en mettant dans le spectroscope deux prismes de dispersion différente, de manière à pouvoir extrapoler pour une dispersion infinie et corriger les erreurs dues à la largeur de la fente et des bandes du bolomètre. Avec ces précautions, M. Ingersoll estime que la précision des mesures d'angles de rotation atteint au moins 1 pour 100.

Pour les mesures de longueurs d'onde, on a étalonné le spectromètre au moyen d'un spectromètre auxiliaire à prisme de sel gemme.

Résultats. — I. Pellicules de fer pur. Ces pellicules sont reconnaissables à leur couleur grise ou noire. Les courbes qui représentent en fonction de la longueur d'onde les rotations magnétiques par transmission et réflexion sont d'allure identique. Le pouvoir rotatoire augmente jusqu'à $\lambda = 1\mu,5$ où il est maximum, et décroît ensuite.

La valeur du maximum est environ les 3/2 du pouvoir rotatoire pour les raies D.

II. La rotation par réflexion croît avec l'épaisseur de la pellicule jusqu'à une certaine limite à partir de laquelle elle reste constante. Une épaisseur inférieure à 20 $\mu\mu$ suffit à produire une rotation à peu près égale à la moitié de cette valeur constante. On a donc affaire à une couche de passage du même ordre que celles considérées généralement en optique.

III. Des pellicules partiellement oxydées (brunes) ne donnent pas de courbes semblables par réflexion et transmission. La rotation atteint un maximum au début de l'infrarouge et diminue ensuite rapidement quand la longueur d'onde augmente. Les pouvoirs réflecteurs et transmissifs sont différents de ceux du fer pur. Les courbes de rotation par réflexion sur un miroir d'acier sont analogues à celles des pellicules partiellement oxydées. Les miroirs sont donc oxydés superficiellement.

IV. Le phénomène de Kerr est à peu près proportionnel à l'indice de réfraction du milieu environnant. Ce fait est une confirmation de la théorie de Voigt.

Edmond Bauer.

Développement de nos idées sur la constitution du rayonnement. — **A. Einstein** [Zurich]. (*Phys. Zeitsch*, **10** (1909) 816). — La théorie de l'émission, à laquelle on a coutume d'attacher le nom de Newton, a cédé la place à la théorie de l'éther, ou théorie des ondulations. Par un de ces retours fréquents dans l'histoire des sciences, la physique semble revenir aujourd'hui à une théorie très voisine de celle de l'émission (Ritz), ou pour le moins à une théorie mixte où l'émission et l'ondulation sont associées (Einstein)[1]. Quelle est la cause de cette évolution ?

Après qu'on eut considéré l'éther comme un milieu mobile avec la matière, les recherches de Fizeau ont amené à penser que cet entraînement était seulement partiel, puis Lorentz a fait voir qu'il était purement apparent. Tout paraît s'expliquer fort bien dans l'hypothèse d'un éther immobile. Mais s'il est immobile, l'éther est bien près d'être inutile. C'est en effet la conclusion à laquelle mène naturellement le principe de relativité. Du moment qu'une translation absolue est indiscernable, il équivaut de parler d'un système mobile dans l'éther immobile ou d'un système immobile dans l'éther mobile. Il vaut mieux ne plus parler du tout de l'éther ; les seules réalités que nous y saisissions sont la force électrique et la force magnétique ; là où il n'y a pas de champ électro-magnétique il n'y a pas lieu de supposer l'*éther* plutôt que le *vide*.

[1] Je me permets de faire observer, au point de vue historique, que la tradition qui fait de Newton un partisan exclusif de l'émission est très exagérée. Bien qu'on dise souvent le contraire, Newton était déjà partisan d'une théorie mixte où émission et ondulation sont indissolublement liées. C'est ce que j'ai essayé de montrer dans mon petit ouvrage : *Les origines de la Théorie de l'Éther et la Physique de Newton*. — L. B.

Le rayonnement électromagnétique qui se propage dans le vide possède une certaine énergie. Appelons la L. Si un corps au repos (relatif) rayonne. Cette énergie pendant un certain temps, le principe de la conservation de l'énergie nous permet d'écrire

$$E_0 = E_1 + L$$

E_0 et E_1 étant les énergies totales du corps avant et après le rayonnement.

Si le même corps est envisagé d'un système en mouvement (translation de vitesse v), le principe de la conservation de l'énergie joint au principe de relativité nous obligent à écrire

$$E'_0 = E'_1 + L \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

On tire de là par différence, et en s'en tenant aux termes du second ordre

$$(E'_0 - E_0) - (E'_1 - E_1) = \frac{1}{2}\frac{L}{c^2}v^2$$

c'est à dire en faisant intervenir la notion d'énergie cinétique $\frac{1}{2}Mv^2$

$$M - M_1 = \frac{L}{c^2}.$$

Donc un corps qui rayonne de l'énergie L perd en même temps de la masse en quantité équivalente. L'énergie ondulatoire possède une inertie, elle se rapproche de l'énergie cinétique des théories de l'émission.

On arrive à rejoindre ces théories par une autre voie encore. Quelles que soient les formules définitives auxquelles obéit le rayonnement du corps noir, on sait que la formule de Planck représente bien les faits expérimentaux. La théorie que Planck a mise à la base de sa formule suppose justement la structure atomistique de l'énergie vibratoire. Mais si l'on a des hésitations à admettre cette théorie, on peut se contenter de prendre comme vraie la formule de Planck et voici ce qu'on en déduit : si nous supposons que parmi les systèmes enfermés dans une enceinte close (molécules gazeuses) figure une lame réfléchissante, la théorie cinétique nous apprend qu'il doit y avoir équipartition de l'énergie, c'est-à-dire qu'à la suite des chocs la lame prendra une énergie cinétique égale en moyenne à celle d'une molécule gazeuse. Mais si outre les molécules l'enceinte contient aussi du rayonnement, la lame subit une résistance de la pression de radiation, et pour qu'un équilibre soit possible avant que toute l'énergie cinétique soit transformée en radiation, il faut que celle-ci soit elle aussi soumise à des variations irrégulières compensant en moyenne l'effet des chocs. Or la loi de Planck permet de remonter à la loi de ces variations irrégulières. Elle donne pour leur carré moyen Δ^2 la formule

$$\Delta^2 = \int_0^\infty \left[h\nu + \frac{c^3 \rho^2}{8\pi\nu^2} \right] d\nu f\tau.$$

M. Einstein montre que le second terme de cette formule est tel qu'on peut l'attendre d'une énergie ondulatoire. Mais le premier, le plus important, est dû à l'effet irrégulier de quantités élémentaires d'énergie, projetées d'une façon discontinue comme les particules de la théorie de l'émission. Léon Brillouin.

Transformation de l'énergie cinétique en rayonnement. — **F. Hasenöhrl** (Vienne) (*Phys. Zeitsch.* **10** (1909) 828). — L'auteur calcule la résistance créée par la pression de radiation au mouvement d'un corps animé d'une vitesse w dans quelques cas simples (sphère réfléchissante grande par rapport à la longueur d'onde, sphère réfléchissante petite par rapport à la longueur d'onde, électron libre). Il montre que dans le cas le plus favorable la résistance due à la radiation ne peut produire de diminution appréciable de la vitesse qu'en un temps très long (plusieurs centaines d'années). Néanmoins cette cause d'amortissement, si elle agissait d'une façon constante, finirait par transformer toute l'énergie d'agitation moléculaire d'un gaz, par exemple, en rayonnement. Mais cet effet est peut-être compensé soit par les variations fortuites de la radiation, soit par les chocs irréguliers entre molécules.

Léon Brillouin.

Radiations

Vérification des lois du rayonnement dans la flamme du bec Bunsen. — **H. Schmidt** (*Ann. d. Phys.*, **29** (1909) 971 à 1028). — Ce travail, très intéressant, consiste en une double mesure de la température de la flamme d'un bec Méker, d'abord par une méthode thermométrique, puis par application de la loi de Kirchhoff aux bandes d'absorption du gaz carbonique et de la vapeur d'eau dans l'infra-rouge. Les deux méthodes ont donné des résultats concordants.

I. La méthode thermométrique est une modification de celle qui a été imaginée par Nernst et appliquée par Berkenbusch[1]. M. Schmidt porte à différentes températures, au moyen d'un courant électrique, un fil de platine ou de platine rhodié. En visant le fil avec un pyromètre optique de Holborn et Kurlbaum, on détermine sa température noire apparente, c'est-à-dire celle d'un corps noir qui émettrait avec la même intensité la longueur d'onde $\lambda = 0{,}545\ \mu$.

Les courbes données par Holborn et Henning[2] permettent d'en déduire la température vraie t du fil de platine. En même temps, on mesure en valeur absolue au moyen d'une pile thermométrique, la quantité d'énergie J émise par l'unité de longueur du fil. La pile (du type Rubens) a été graduée en watts au moyen d'un corps noir, mis à la place du fil, et porté à une température connue. On obtient ainsi une courbe $J = f(t)$ représentant le nombre de watts rayonnés par chaque centimètre du fil. Naturellement, ces watts ne représentent qu'une partie de ceux qui sont dépensés par le courant électrique dans le fil. Le reste de l'énergie est perdu par convection et conductibilité.

Après cette première série d'expériences, on porte le fil de platine dans une partie de la flamme, on le chauffe de nouveau par un courant électrique, et l'on mesure, comme tout à l'heure, sa température au pyromètre optique. En déterminant l'intensité du courant et la résistance du fil, on obtient l'énergie J' qui y est dépensée par le courant dans l'unité de longueur. On trace une deuxième courbe $J = f(t)$. Le point d'intersection des deux courbes B donne la température de la région étudiée de la flamme. En effet, c'est lorsque le fil est à la température du milieu qui l'environne, que l'énergie apportée par le courant électrique est égale à celle qui est perdue par rayonnement. Lorsqu'il est plus froid, il reçoit de l'énergie par convection et rayonne plus qu'il ne reçoit, la deuxième courbe est au-dessous de la première ; lorsqu'il est plus chaud, c'est l'inverse qui a lieu.

A la fin des expériences, on recommence la première série de mesures pour voir si le chauffage n'a pas modifié la surface du platine.

1. Berkenbusch, *Wied. Ann.*, **67** (1899) 649.
2. Holborn et Henning, *Sitzber. der Berl. Akad.* (1905) 711.

Sur la figure ci-dessous sont tracées les courbes obtenues par l'auteur pour un fil de platine rhodié, de 6,554 mm de diamètre. Les abscisses représentent la température noire donnée directement par le pyromètre optique; les

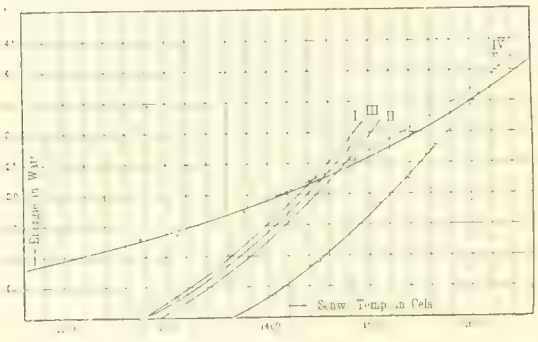


Fig. 1.

ordonnées, l'énergie J et J'. Les courbes I, II, III, IV, etc., sont relatives à différents points de la flamme.

Les points de rencontre des courbes I, II, III, IV et V avec les deux courbes moins inclinées donnent les températures noires du fil en équilibre avec la flamme. On en déduit la température vraie au même point.

Les résultats sont reproduits graphiquement sur les cour-

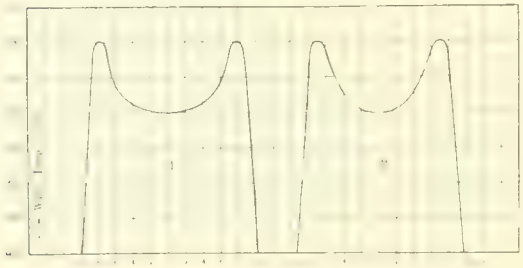


Fig. 2.

bes ci-jointes où les abscisses représentent les distances au milieu de la flamme.

On obtient ainsi comme température moyenne 1670°.

A mon avis, le point délicat de cette méthode est la graduation de la pile thermo-électrique en valeur absolue.

M. Schmidt utilise au lieu d'un corps noir un tube de laiton noirci au noir de fumée et chauffé à 100 degrés par un courant de vapeur d'eau bouillante. Il admet d'après des expériences de Kurlbaum : 1° qu'une surface ainsi noircie émet 95 du rayonnement du corps noir ; 2° que l'energie rayonnée par un corps noir à 100 est :

$$S_{100} = S_0 = 0.0751 \cdot \frac{\text{Watts}}{\text{cm}^2}$$

On sait que M. Fery a obtenu une valeur plus élevée.

II. — Dans la deuxième partie de son mémoire, M. Schmidt étudie l'émission et l'absorption des rayons infra rouges par la flamme. Il décrit d'abord une forme nouvelle de radiomicromètre de sensibilité moyenne et de grande stabilité. Cet instrument est extrêmement commode pour les mesures de rayonnement, bien préférable aux piles thermo-électriques qui exigent des galvanomètres d'une sensibilité exagérée.

Le spectromètre utilisé est à miroirs argentés et à prisme de fluorine. La méthode de Wadsworth (miroir plan accolé au prisme) permet de faire tomber les différentes régions du spectre sur l'appareil de mesure, tournant simplement le prisme qui reste au minimum de déviation.

Pour mesurer l'absorption on fait tomber les rayons d'une lampe Nernst, rendus convergents par une lentille de sel gemme sur la flamme et sur la fente du spectromètre. Les rayons dispersés traversent une deuxième fente, une deuxième lentille et tombent sur la soudure du radiomicromètre. Le montage est muni d'écrans refroidis à l'eau pour arrêter tout rayonnement parasite.

Lorsqu'on a gradué l'appareil avec un corps noir de température connue (corps à chauffage électrique) on peut déduire des mesures d'émission et d'absorption la température moyenne de la flamme. Les résultats de l'auteur sont résumés dans un tableau.

Dans ce tableau les chiffres soulignés se rapportent aux bandes les plus intenses qui seules donnent des résultats précis. La température moyenne de la flamme est de 1670°.

Conclusion : « Les lois du rayonnement noir ont été vérifiées quantitativement dans les deux bandes de la flamme du bec Bunsen situées vers 2,7 μ et 4,4 μ ».

L'auteur admet cependant qu'il y a luminescence et en donne comme argument la constitution compliquée et discontinue des bandes :

« Il y a une sorte d'équilibre entre la luminescence et le rayonnement purement thermique ». J'avoue ne pas comprendre cette formule car la luminescence est un phénomène de non-équilibre. E. Bauer.

La pression de la radiation sur des sphères de matière quelconque. — **P. Debye** (*Ann. d. Phys.*, **30** (1909) 57-156). — Travail de physique mathématique fait sous la direction de Sommerfeld. On sait que la queue des comètes est toujours dirigée du côté opposé au soleil. Arrhenius a expliqué ce phénomène par la pression de radiation due au rayonnement solaire[1]. Son calcul est fondé sur les lois de l'optique géométrique et les formules de la théorie de Maxwell sur les tensions de l'éther, appliqués à une sphère parfaitement absorbante. Il montre que le rapport de la pression de radiation à l'attraction universelle sur une sphère du rayon a, augmente comme $\frac{1}{a}$ lorsque a diminue. Il suffit donc d'admettre que la queue des comètes est constituée par des sphères de rayon très petit pour expliquer leur répulsion par le soleil.

Malheureusement, les lois de l'optique géométrique ne s'appliquent que si les dimensions des corps matériels sont très grandes vis-à-vis de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Schwarzschild[2] a calculé rigoureusement, à partir des équations de Maxwell, la pression de radiation sur une sphère parfaitement réfléchissante. Il a montré que le rapport de la pression de radiation à l'attraction universelle augmente d'abord quand le rayon de la sphère diminue, passe par un maximum, puis décroît rapidement vers zéro. Pour le maximum, la répulsion du rayonnement du soleil est à peu près 20 fois supérieure à son attraction, mais la répulsion ne prédomine que lorsque le diamètre est compris entre des limites déterminées.

L'auteur étend les résultats de Scharzschild à des sphères d'une substance quelconque, définie par son pouvoir inducteur spécifique, et son pouvoir absorbant.

Dans la première partie de son mémoire, il intègre les

1. S. Arrhenius, *Phys. Zeitsch.* 2 (1901) 81-97.
2. K. Schwarzschild, *Sitzber. der k. Bayer. Akademie*, **31** (1901) 295.

équations de Maxwell dans le cas d'une sphère, et pour des perturbations périodiques. Il calcule les valeurs des champs électriques et magnétiques dus aux divers points, ainsi que les périodes propres d'une sphère matérielle placée dans l'éther indéfini.

Dans la deuxième partie, il utilise les valeurs des champs électriques et magnétiques ainsi calculés pour évaluer la pression de radiation. Comme cas particulier, il examine celui d'un milieu parfaitement absorbant et retrouve les résultats de Schwarzschild, ainsi que celui où la sphère est constituée par une seule molécule avec un électron vibrant, constituant un résonateur de période définie. Pour un tel résonateur, la valeur de la pression de radiation est extrêmement grande vis-à-vis de la gravitation universelle.

Dans tous les autres cas, le rapport de la pression de radiation à l'énergie incidente passe par un maximum pour une certaine valeur du rapport $\frac{a}{\lambda}$, λ étant la longueur d'onde incidente et a le rayon de la sphère.

Pour une sphère diélectrique non absorbante, le rapport maximum de la pression de radiation diminue lorsque l'indice de réfraction diminue, ainsi que le montre le tableau suivant, ou M(L) représente la valeur moyenne de la pression de radiation, G l'attraction universelle, ρ_0 et ρ_1 les valeurs de $\rho = 2\pi \frac{a}{\lambda}$ entre lesquelles l'action du rayonnement est supérieure à l'attraction universelle.

Pour les sphères absorbantes, l'action du rayonnement est supérieure à celle des sphères non absorbantes. « Pour certaines valeurs moyennes du coefficient d'absorption, il n'existe plus de limite inférieure pour la grosseur des particules qui peuvent être repoussées par la pression de la radiation solaire. »

Tout ce mémoire représente un travail de calcul considérable. Les méthodes d'intégration et de sommation des séries sont souvent originales. E. Bauer.

Considérations thermodynamiques sur la diffraction. — **M. Laue** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 807). — L'énergie rayonnée possède une entropie, et dans tous les phénomènes de rayonnement, cette entropie, jointe à celle des systèmes matériels, doit donner une somme qui augmente ou reste constante. Dans tous les phénomènes d'optique géométrique, l'entropie totale reste constante. En d'autres termes, ces phénomènes sont réversibles, si l'on néglige les pertes par absorption et diffusion. En est-il de même lorsqu'il y a diffraction? Ici il est nécessaire de distinguer entre deux ordres de phénomènes : 1° Diffraction par une particule isolée, diffraction par un système quelconque de particules ne présentant pas d'organisation. 2° Diffraction par un réseau ou par un système de particules pourvu de symétrie. — Dans le premier cas, Lord Rayleigh a montré que la diffraction par une particule transparente est indépendante de la direction du rayon incident et ne dépend que de l'orientation de la force électrique suivant le rayon. On déduit de là, par un raisonnement très simple, fondé sur le principe de Carnot, que la diffraction par une particule unique est nécessairement un phénomène irréversible. Il en est de même dans le cas le plus général de la diffection par un système quelconque de particules. Car si les particules n'ont pas d'arrangement particulier, il n'y a aucune raison que la réversibilité apparaisse. Au contraire, si un corps matériel présente un ordre ou une symétrie suffisante (cas du réseau) l'irréversibilité pourra disparaître par l'effet des moyennes et l'entropie se comportera comme constante. C'est bien ce qui arrive dans la propagation des ondes diffractées par un réseau, ondes qui obéissent à la loi des interférences, à la loi du sinus et qui suivent comme celle de l'optique géométrique la loi du retour inverse de la lumière. On voit que dans les phénomènes de diffraction comme ailleurs, la réversibilité et l'irréversibilité sont liées à des considérations d'ordre et de probabilité, comme l'exige la théorie de Planck relative à la définition de l'entropie. Léon Bloch.

Études spectroscopiques de l'arc sous pression réduite. — **A. Hagenbach** (*Phys. Zeitsch.* **10** (1909) 650). — On a étudié l'arc entre électrodes de cuivre dans une atmosphère d'air, d'acide carbonique, de gaz d'éclairage ou de vapeur d'eau. Lorsqu'on réduit la pression en partant de la pression atmosphérique on constate que la forme de la décharge se modifie beaucoup et qu'on obtient un aspect rappelant de plus en plus la décharge par effluve.

Les spectres de l'arc contiennent aussi les raies de l'atmosphère environnante. Il y a une sorte d'équilibre entre la conductibilité par l'atmosphère gazeuse et par les particules arrachées aux électrodes. Cet équilibre dépend de la nature du gaz, de la nature des électrodes, de la pression et de la température. Même à la pression atmosphérique on observe dans l'air les bandes du cyanogène, de la vapeur d'eau, et le troisième groupe de bandes de l'azote.

Aux deux électrodes les spectres sont différents. Au pôle négatif, apparaît surtout le spectre du cuivre avec toutes ses raies d'arc et d'étincelle ; le spectre de l'atmosphère apparaissant plutôt au pôle positif (le plus chaud).

Pourtant sous pression réduite on aperçoit aussi un spectre de gaz au pôle négatif, mais ce spectre diffère de celui qui existe au pôle positif. Ainsi dans une atmosphère de gaz carbonique, on a au pôle positif le spectre de l'oxyde de carbone, au pôle négatif le spectre de Swan, et pour une pression convenable ces deux spectres sont complètement séparés.

Quand l'arc est allongé, sa partie médiane ressemble beaucoup plus à la région positive qu'à la région négative.

L'emploi de l'arc sous pression réduite semble avantageux en spectroscopie, d'une part parce qu'on obtient des intensités lumineuses considérables, d'autre part parce qu'il se révèle des bandes qui n'existent pas dans les spectres connus. Léon Bloch.

Ionisation

Rayons cathodiques secondaires. — **Charlton D. Cooksey** (*Nature*, **82** (1909) 128). — On sait que les rayons de Rœntgen produisent dans les métaux des rayons secondaires à la fois sur la face d'incidence et sur la face d'émergence, et l'auteur a montré[1] que l'ionisation produite par les rayons secondaires du côté émergent est plus grande que celle produite du côté incident, ce qui est en accord avec les résultats de Bragg pour les rayons γ[2].

Dans la présente note l'auteur a recherché si ce manque de symétrie avait une relation avec le pouvoir pénétrant des rayons de Rœntgen primaires. Des expériences faites avec l'or et l'argent ont montré qu'en effet la dissymétrie des deux rayonnements secondaires est fonction de la dureté du rayonnement primaire : ce résultat est manifeste dans le cas de l'argent et très probable dans le cas de l'or ; le sens de la variation est tel qu'il y a accroissement du rapport des rayonnements secondaires émergent et incident quand la dureté du rayonnement primaire augmente. Ces expériences seront bientôt reprises par

1. Cooksey, *Nature*, **77** (1908) 509.
2. Bragg, *Nature*, **81** (1908) 270.

l'auteur qui utilisera les résultats de Barkla pour l'obtention d'un rayonnement de Rœntgen bien homogène.

G. Danne.

Nouvelles recherches sur les rayons magnétiques. — **A. Righi** (*Il Nuovo Cimento* V-**18** (1909) 11-24). — L'auteur a construit les courbes représentatives de la variation du potentiel explosif en fonction du champ magnétique extérieur agissant sur la cathode. Il a constaté des variations brusques et notables du voltage au moment de l'apparition et de la disparition des rayons magnétiques. Il a aussi déterminé par une méthode de sonde la position de l'*anode virtuelle* qui paraît exister dans ses tubes à rayons magnétiques et trouve que cette anode est d'autant plus éloignée dans le tube que le champ magnétique est plus intense.

Léon Bloch.

Sur la dispersion par évaporation des liquides électrisés. — **A. Gallarotti** (*Il Nuovo Cimento* V-**17** (1909) 548-555). — Exner avait suggéré l'idée que la terre étant chargée négativement perdait une partie de sa charge par évaporation. Différents expérimentateurs ont cherché à mettre directement en évidence la dispersion électrique par évaporation ; mais, tandis que Pellat trouve un résultat positif, Henderson et Beggerow concluent à l'absence de tout effet. Il importait de reprendre des expériences de ce genre avec un dispositif sensible et en réalisant certaines conditions importantes comme la constance de l'état hygrométrique. M. Gallarotti est arrivé à ce résultat en employant un électroscope à feuille d'or relié à une chambre d'évaporation balayée par un courant d'air comprimé. La chambre d'évaporation contient deux capsules identiques qu'on peut remplir d'eau à volonté et dont l'une est reliée au sol, l'autre reliée à un potentiel de 145 volts environ. Lorsqu'une des capsules est vide l'autre est pleine d'eau, de façon à réaliser la constance des conditions hygrométriques. Le résultat des nombreuses mesures faites sur l'eau et l'éther est le suivant : il n'y a aucune différence supérieure aux erreurs expérimentales entre la déperdition en présence d'une surface liquide reliée au sol ou d'une surface liquide électrisée. L'effet imaginé par Exner n'existe donc pas et ne peut jouer aucun rôle dans les phénomènes d'électricité atmosphérique.

Léon Bloch.

L'ionisation de l'oxygène électrolytique. **Robert Tabor-Lattey** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 26-51).

Travail fait sous la direction de Townsend. L'oxygène obtenu par électrolyse d'une solution de potasse contient des particules chargées formant un brouillard très fin, visible dans un faisceau intense, et tombant lentement sous l'action de la pesanteur. M. Lattey mesure la charge atomique de ces particules par la méthode de H.-A. Wilson ; on détermine la vitesse de chute des particules sous l'action combinée de la pesanteur et d'un champ électrique vertical, puis sous l'action de la pesanteur seule. Les deux équations

$$\frac{4}{3}\pi a^3 g = 6\pi\eta a V$$

$$\frac{4}{3}\pi a^3 g + EX = 6\pi\eta a V$$

où a est le rayon de la particule, E sa charge, X le champ électrique, η le coefficient de viscosité de l'air ($2,12 \times 10^{-4}$ à 15°) permettent de calculer la charge des particules.

L'usage d'un « brouillard électrolytique » présente deux avantages sur celui d'un brouillard obtenu par détente. D'abord, les gouttes étant très petites, leur vitesse de chute est faible (1 à 2 millimètres par minute dans les expériences de l'auteur) ; de plus les gouttes sont stables et gardent un diamètre constant, l'évaporation est négligeable ; l'expérience montra d'ailleurs que la vitesse reste constante pendant la chute.

L'auteur suit le mouvement de la limite supérieure du brouillard en l'éclairant latéralement au moyen d'une lampe Nernst. Tout l'appareil est immergé dans un bain d'eau pour éviter les courants de convection.

Le tableau suivant reproduit les résultats expérimentaux : X représente le champ électrique en U.E.S pris positivement lorsqu'il est dirigé de bas en haut, V est la vitesse de chute en centimètres par seconde.

X.	V × 10⁵	E × 10¹⁰.		
Première position.				
0.0	2.725			
0.067	3.087		11.17	
+ 0.067	2.459		8.82	
0.155	2.500	— 5.48		
+ 0.155	2.150		8.86	
0.200	4.050	5.15		
+ 0.200	1.852		— 8.99	
0.267	3.788		— 8.21	
Deuxième position				
0.00	1.764			
0.0545	2.415			— 19.76
0.0606	2.110		— 9.45	
± 0.0667	1.961	± 4.88		
0.0909	2.525		9.28	
+ 0.1182	2.174	+ 5.74		
0.1182	3.096			18.65
0.1485	2.525		— 8.48	
+ 0.1656	3.774			± 20.54
Moyenne.		± 4.47	8.80	± 19.85

On voit qu'il existe trois espèces de particules dont les charges sont sensiblement E, 2 E et 3 E, en posant

$$E = 4,66 \times 10^{-10} \text{ en moyenne.}$$

Rutherford et Geiger ont trouvé $4,65 \times 10^{10}$, Perrin $4,1 \times 10^{10}$.

L'auteur pense que sa méthode est très précise, supérieure à celle de Wilson. Il admet cependant que le nombre de Perrin, déterminé d'une façon plus directe, est plus exact.

E. Bauer.

Sur les réactions chimiques dans des corps gazeux sous l'action de l'effluve électrique. — **E. Warburg** (*Jahb. d. Radioakt u. Elektr.*, **6** (1909) 181). — L'auteur a réuni toute la littérature de cette question et expose tout ce qui a été fait sur ce sujet depuis les recherches fondamentales de Berthelot jusqu'à nos jours.

Nous nous bornons à indiquer ici qu'en outre l'auteur a calculé le rendement possible en ozone qu'on peut obtenir par gramme de radium pur en équilibre. En se basant sur l'énergie électrique transportée par les rayons α et β en supposant que l'ozonisation provient de ces rayonnements et en admettant enfin que l'électricité obtenue de cette façon agit d'une manière identique à la même quantité d'électricité de l'effluve électrique, il raisonne ainsi :

Pour un gramme de radium en équilibre radioactif, l'émission totale, par le radium et ses produits, en rayons α correspond à $13,6 \cdot 10^{10}$ (Rutherford), en rayons β à $10 \cdot 10^{10}$ U. E. S. (Makower). Supposant que les rayons α portent la

quantité double de la quantité élémentaire d'électricité $14,65.10^{-10}$ U. E. S; par gramme de radium on aurait un courant de

$$I = \frac{4,65.37,2}{5,10^{9}} = 57,8.10^{-9} \text{ ampère.}$$

Le rendement maximum de l'effluve en oxygène est de 1150 gramme d'ozone par ampère-heure. Par conséquent la quantité d'ozone qu'on pourrait obtenir par gramme de radium dans des conditions admises est $57,8.10^{-9}$. $1150.10^{3} = 66,5.10^{-3}$ milligramme d'ozone par heure.

B. Szilard.

Transformation magnétique du plomb. — Loutchinsky. — (*C. R.*, **148** (1909) 1759-1760). — Le coefficient d'aimantation spécifique est dans le plomb cristallisé par fusion, dix fois plus grand environ que pour le plomb déformé mecaniquement par martelage ou passage à la filière. On observe des résultats analogues avec un alliage plomb-étain. Résultats nuls avec le zinc et l'étain purs ; $Zn^{10}Fe$ naturel qui n'est pas magnétique, devient très magnétique après fusion

---

Phénomènes cosmiques

Les substances radioactives dans la terre et dans l'air comme cause de la radiation pénétrante dans l'atmosphère. — Karl Kurz [Munich] (*Phys. Zeitsch.* (**10** (1909) 835). — On sait depuis longtemps que l'ionisation en vase complètement clos est due à trois causes principales: 1° les substances radioactives contenues dans l'air du récipient ; 2° un rayonnement issu des parois, qui dépend de la nature de ces parois et se rapproche du rayonnement α ; 3° une radiation très pénétrante venant du dehors, traversant les parois du récipient, et y suscitant un rayonnement secondaire.

Cette radiation très pénétrante possède un pouvoir de pénétration comparable à celui des rayons γ produits par le radium C ou le thorium C. Elle possède une période semi-diurne qui paraît suivre celle du gradient atmosphérique. Un calcul très simple peut montrer qu'elle doit jouer un grand rôle dans la conductibilité de l'atmosphère. Mc Lennan d'un côté et Wulf de l'autre, arrivent en effet, aux nombres 6,5 et 12 pour les nombres d'ions créés par seconde dans l'unité de volume sous l'effet de cette radiation. En prenant un nombre moyen, 5 ou 10, on voit qu'à l'état d'équilibre, il existera dans l'unité de volume 1800 ions environ dus à cette radiation. On admet pour ces ions le coefficient de recombinaison $2,7.10^{-6}$ trouvé par Schuster. Or ce nombre est tout à fait de l'ordre de ceux qu'on trouve pour les petits ions dans l'atmosphère, il est une dizaine de fois plus faible que le nombre des gros ions. Ceci suffit à montrer que parmi les charges libres dans l'atmosphère, une part importante est produite par la radiation pénétrante.

Quelle est l'origine de cette radiation ? Richardson a suggéré l'idée qu'elle pouvait émaner du soleil. Mais alors elle devrait traverser toute l'atmosphère avant d'arriver à nous, et elle diminuerait d'intensité à mesure qu'on se rapproche du sol. Un calcul facile permet d'évaluer, en partant des observations faites à la surface du sol, quelles devraient être dans cette hypothèse, la conductibilité atmosphérique et la densité électrique à une hauteur de 6000 mètres par exemple. Cette hauteur a pu être atteinte par des ballons, et nous avons appris par là que la conductibilité atmosphérique et la densité électrique sont notablement plus grandes aux hautes altitudes qu'à la surface du globe, tout en restant du même ordre de grandeur. L'hypothèse de Richardson conduit au contraire à des valeurs 50 ou 250 fois trop grandes. Elle doit être rejetée.

Parmi les sources terrestres qui peuvent donner naissance à la radiation pénétrante, faut il compter les substances radioactives en suspension dans l'air ? Il est facile de se rendre compte que ce facteur ne peut jouer un rôle important. En effet on conclut des observations d'Elster-Geitel, Kurz, etc., que la quantité de substances radioactives présente dans l'air, correspond à la production de 1-2 ions par seconde. Mais on suppose pour cela que les substances agissent exclusivement par leur rayonnement α. Comme ici nous ne nous occupons que du rayonnement γ, il faut réduire le nombre précédent dans le rapport $\frac{1}{16}$ environ, rapport trouvé par Rutherford entre l'ionisation totale due aux rayons γ et l'ionisation totale due aux rayons α. On arrive de la sorte à voir que les substances radioactives en suspension dans l'atmosphère ne peuvent intervenir pour plus du centième dans l'explication de la radiation pénétrante.

Reste l'interprétation d'après laquelle cette radiation aurait sa cause dans les substances radioactives de l'écorce terrestre. C'est celle à laquelle se range l'auteur. Elle permet de prévoir que la radiation pénétrante diminue quand l'altitude augmente et est pratiquement réduite à zéro au delà de 1800 mètres. La couche terrestre d'où cette radiation peut émaner ne dépasse certainement pas 1 mètre $1^{m},50$. Quant à l'intensité d'ionisation qu'elle est capable de produire on peut la calculer soit en partant de ce que nous savons sur la teneur du sol en radium, soit en enregistrant le dégagement d'émanation du sol, soit en enregistrant la déperdition électrique au voisinage immédiat du sol. Les trois méthodes fournissent des résultats concordants et montrent qu'on explique quantitativement les effets de la radiation pénétrante en attribuant cette radiation aux substances actives incluses dans le sol. Les autres causes d'ionisation, comme la présence de particules actives en suspension dans l'atmosphère, jointe aux causes météorologiques, pourraient servir à expliquer les variations diurnes de l'électrisation atmosphérique.

Léon Bloch.

Sur la radiation pénétrante présente dans l'atmosphère. — M. Gockel [Fribourg, Suisse] (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 844). — Les observations faites par Wulf et Gockel à Zermatt et dans le tunnel du Simplon ont montré que la radiation pénétrante existant dans l'atmosphère est due à la radioactivité du sol. Pourtant l'analyse des roches recueillies dans le tunnel et en d'autres lieux ne donne pas une différence d'activité correspondant d'une façon bien satisfaisante à la différence de rayonnement pénétrant. M. Gockel a été amené à penser que pour la production de la radiation pénétrante ce qui intervient surtout n'est pas la radioactivité de la roche massive, mais l'importance du dépôt radioactif qui a pu se former à sa surface.

Cette hypothèse est d'accord avec le fait que la radiation pénétrante présente une période diurne bien accusée et coïncidant très bien avec celle de la teneur en émanation des couches superficielles du sol (Ebert). Quant à l'identité de cette période avec celle du potentiel atmosphérique, M. Gockel pense que si elle a parfois été vérifiée sommairement, elle n'est pas la règle, et il résulte de ses propres mesures qu'elle est souvent démentie. Même dans les cas où elle se vérifie, elle semble plutôt accidentelle.

La radiation pénétrante, dans une chambre où la teneur

est ouverte, présente, quoique à un moindre degré, la même période, ce qui montre bien qu'elle est liée au dégagement de l'émanation. Un vent violent, une couche de neige épaisse et dure diminuent la radiation pénétrante. Par contre, une pluie, surtout une pluie d'orage, l'augmente. Il est probable que l'allure générale commune des variations de la radiation pénétrante, du potentiel atmosphérique et de l'émanation tient à une cause commune, la variation de la pression atmosphérique. Quant à la petitesse de la radiation pénétrante à la surface des lacs (Mc Lennan), effet que l'auteur a retrouvé sur le lac des Quatre Cantons, et à sa grandeur au sommet d'une tour ou d'une montagne, ce sont des particularités qui s'expliquent très bien, l'une par la faible durée de vie des émanations entraînées par le vent, l'autre par l'accumulation des radioactivités induites résultant du pouvoir des pointes.

Léon Brou.

Influence du lieu sur les mesures de déperdition et de conductibilité atmosphérique. — **E. v. Schweidler** (Vienne) (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 847). — L'auteur montre, comme résultat moyen de nombreuses mesures que les déterminations du rapport $q = \frac{a -}{a +}$ ne sont corrects que si l'on opère avec des protections électrostatiques suffisantes et que dans ces conditions la moyenne générale est très sensiblement égale à 1.

Léon Brou.

Perturbations magnétiques et phénomènes solaires. — **J. Bosler** (*C. R.*, **149** (1909) 722-723). — Lord Kelvin, en 1792, a calculé quelle devait être l'énergie mise en jeu par le soleil, pour que son action directe suffit à expliquer les orages magnétiques observés à la surface de la terre; l'application de ce calcul à un orage magnétique déterminé a conduit à une valeur de l'énergie dépensée de $4,6.10^{55}$ ergs par seconde, de l'ordre de cent fois celle rayonnée dans le même temps par le soleil sous forme de chaleur.

L'énormité de ce résultat tient sans doute à la méthode de calcul employée par l'illustre physicien, qui supposait l'existence de sortes d'aimants dans le soleil, hypothèse conduisant à une action magnétique en raison inverse du cube de la distance.

M. Bosler a repris le calcul en adoptant une loi de force en raison inverse du carré de la distance, c'est-dire en supposant que les perturbations magnétiques observées à la surface de la terre sont dues à des déplacements rectilignes de charges électriques dans le soleil. L'énergie relative à l'orage choisi est alors de 4.10^{51} ergs par seconde, valeur 10000 fois plus petite que celle déterminée par lord Kelvin.

On admet aujourd'hui que les champs magnétiques, révélés par la présence d'un effet Zeeman dans les taches solaires, sont dus à des tourbillons de matière chromosphérique entourant ces taches; on peut alors calculer le nombre d'électrons par centimètre cube de matière chromosphérique nécessaire pour expliquer la valeur de 3000 gauss du champ observé dans une tache où la vitesse des particules estimée parallèlement à la surface est de 300 kilomètres par seconde; cette valeur est de $0,5.10^{7}$. En considérant alors une masse chromosphérique 10 fois plus grosse que la terre en diamètre, et animée d'une vitesse rectiligne de 500 kilomètres par seconde, on est conduit pour la valeur à la surface de la terre du champ perturbateur qui résulte du déplacement de cette multitude d'électrons, au nombre $0,4.10^{-12}$ C.G.S., valeur très suffisante pour troubler nos boussoles. Ce nombre peut aisément être dépassé en supposant que les mouvements de matière chromosphérique ont lieu dans des sens concordants, et que sa vitesse est de 500 kilomètres par seconde, ce qui conduirait à une valeur du champ troublant voisine de $2,5.10^{-8}$ C.G.S., qui a été observée lors de l'orage magnétique du 25 septembre 1909.

Si les éruptions sont faibles et si les champs se neutralisent, on conçoit que les boussoles terrestres ne soient pas influencées. La difficulté de voir les protubérances solaires rend alors incertaine la prévision des orages magnétiques.

Gaston Dunne.

Technique

Transformation du diamant en coke dans un vide élevé par les rayons cathodiques. — **Alan A. Campbell Swinton** [*Roy. Soc. Proc.*, A—**82** (1909) 176]. — L'auteur recherche si la transformation du diamant en coke n'est pas accompagnée de la production de gaz. A cet effet deux tubes à spectre sont soudés au four à rayons cathodiques; l'un est isolé avant la transformation et l'autre après. L'examen spectroscopique montre qu'il n'y a aucune différence entre les deux tubes; ainsi donc le diamant ne contient aucun des gaz rares, néon, krypton. G. D.

Quelques conséquences de l'emploi d'un récepteur sélectif dans la mesure de l'énergie rayonnante. — **Ch. Féry** (*C. R.*, **148** (1909) 1045-1046). — L'erreur systématique sur la mesure de l'énergie rayonnante commise par l'emploi d'un récepteur ayant une absorption sélective dépend, en grandeur et signe des propriétés particulières, de la substance employée. L'emploi d'un récepteur sélectif déforme les courbes représentatives de l'énergie spectrale et peut déplacer la longueur d'onde maximum. Les résultats donnés par les actinomètres dépendent en grande partie de la manière dont ces appareils dissipent l'énergie qu'ils reçoivent. G. D.

Absorption des gaz par l'anode dans un tube à vide. — **L. Chrisler.** — (*Phys. Zeitsch.* — **10** (1909) 745). — Mey et Riecke ont observé, il y a quelques années déjà, que le passage de la décharge dans un tube de Plucker à hélium ou à azote est corrélatif d'une diminution graduelle de la pression du gaz. Cette diminution, notable dans les premiers instants, va en s'atténuant avec le temps. Skinner le premier a reconnu que dans une atmosphère d'hélium ou d'argon une cathode métallique dégage de l'hydrogène suivant la loi de Faraday. Dans une atmosphère d'hydrogène ce dégagement semble ne pas avoir lieu, mais Skinner suppose que l'effet est simplement masqué par une absorption équivalente à l'anode. Le même auteur pense qu'avec l'azote il y a aussi pendant un certain temps dégagement à la cathode et absorption équivalente à l'anode.

M. Chrisler s'est proposé d'étudier directement les absorptions de gaz par l'anode, et pour cela il a employé des cathodes préalablement purgées de tous leurs gaz de façon que l'absorption anodique se mesure directement par la diminution de pression du gaz.

Les résultats expérimentaux sont les suivants : sous l'action de la décharge l'hydrogène est absorbé par une anode de potassium, de sodium, d'alliage sodium-potassium ou de mercure. L'absorption suit la loi de Faraday, c'est-à-dire que chaque atome de gaz absorbé transporte une charge négative égale à la charge positive qu'il transporte dans l'électrolyse. L'azote se comporte comme l'hydrogène

avec des anodes de sodium, de potassium ou d'alliage sodium-potassium. Dans deux cas également on a observé des faits analogues pour l'hélium avec anodes de sodium ou de mercure. Le fait que l'azote transporte la même charge que l'hydrogène est d'accord avec le fait que dans bien des cas l'azote est chimiquement monovalent. Rutherford a déduit de ses expériences que la particule α du radium est un atome d'hélium portant deux fois la charge électrique élémentaire; dans les expériences d'absorption anodique l'hélium se comporte au contraire comme l'hydrogène, c'est-à-dire que chaque atome transporte une charge égale à la charge électrique élémentaire. Léon Bloch.

Un simple interféromètre Fabry et Pérot. — James Barnes (*Nature*, **80** (1909) 188). — Cet appareil se compose de deux lames de verre d'environ 1 pouce carré, argentées sur une face, de façon que la lumière transmise à travers chaque lame soit le quart de la lumière incidente. Les lames sont séparées l'une de l'autre par deux morceaux de carton. Une épaisseur de 0,45 mm permet de séparer nettement les raies D. Le système est placé sur une ouverture d'un demi-pouce, pratiquée dans une lame métallique et est maintenu par trois vis de pression.

On règle la pression jusqu'à ce que les images du filament d'une lampe à incandescence, obtenues quand on regarde normalement à travers le système, soient confondues avec le filament lui-même : les surfaces argentées sont alors parallèles. En éclairant avec une flamme de sodium, on peut voir, au moyen d'une lunette réglée à l'infini, les bandes d'interférence. On peut remplacer avantageusement l'oculaire par une lentille de deux pouces de distance focale. On peut faire tomber le système d'interférences sur la fente d'un spectroscope. Les bandes des différentes lignes spectrales sont ainsi observées avec la lunette sur le spectromètre. G. D.

Électroscope à fil libre. — J. Elster et **H. Geitel** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 664). — Description d'un électroscope genre Exner où le système mobile est constitué par un fil de quartz ou d'araignée de 1/1000^{mm} d'épaisseur rendu conducteur par pulvérisation cathodique. Le fil se meut entre deux plateaux chargés par une pile sèche, les lectures se font au microscope. La sensibilité peut atteindre le 1/500 de volt. Léon Bloch.

Nouvel électromètre pour charges statiques. — Th. Wulf (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 251). — L'auteur a apporté quelques perfectionnements de construction à son électromètre à fils, particulièrement en ce qui concerne la facilité et la sécurité de transport.

L. B.

Nouveau tube à rayons X, à action intensive. — M. Seitz [Aix-la-Chapelle]. (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909), 850). — Partant de cette idée que les rayons Rontgen diminuent d'intensité avec le carré de la distance, M. Seitz a songé à obtenir l'effet utile maximum en plaçant l'anticathode, source du rayonnement Rontgen, dans la paroi même de l'ampoule. Certaines difficultés provenaient du fait que cette anticathode doit être assez dure pour émettre des rayons pénétrants, et en même temps assez mince pour les laisser sortir de l'ampoule sans affaiblissement. On a obtenu de bons résultats avec une lame double cuivre-aluminium finement laminée. La fenêtre qui porte l'anticathode doit être refroidie par circulation d'eau. On obtient de la sorte des tubes qui donnent une intensité de rayons X 220 fois supérieure à celle des tubes ordinaires. Disons toutefois que les rayons sont concentrés sur une petite surface, et que le tube n'a pas été construit pour les applications radiographiques, pour lesquelles il serait sans doute inférieur aux tubes de modèle usuel. Léon Bloch.

Sur les forces électro-motrices d'aimantation. — M. V. Posejpal (*C. R. Académie des Sciences*, **148**-1909-711). — Passant sur les détails et les résultats numériques des expériences, considérons les conclusions auxquelles l'auteur a été amené après une étude intéressante de l'influence d'un champ magnétique sur des couples thermo-électriques.

1° La force électro-motrice d'une pile thermo-électrique change quand une série de soudures est placée dans un champ magnétique intense. Le changement est indépendant du sens du champ et de la présence d'un métal ferro-magnétique dans les soudures.

2° Ce changement peut être attribué à une nouvelle force électromotrice, mais quelques données manquent à élucider cette question.

3° La force électromotrice d'aimantation croît avec le champ, mais non proportionnellement. Pour le couple Fe Cu, il semble devoir y avoir un maximum.

4° Cette force électro-motrice est de sens opposé à la force purement thermo-électrique quand les soudures les plus chaudes sont dans le champ, et de même sens dans le cas inverse. Sauf toutefois dans le cas Cu Zn et pour des champs faibles.

5° Si l'on supposait que la force électro-motrice d'aimantation consiste principalement dans un changement de la différence de potentiel au contact, on obtiendrait pour cette grandeur une augmentation, dans le champ magnétique, pour Fe Zn et Fe Cu. Dans le cas de Cu Zn on obtiendrait d'abord une diminution, puis une augmentation, ce qui est d'accord avec un précédent travail de l'auteur[1].

6° Il résulte des expériences que les forces électro-motrices d'aimentation doivent satisfaire à la relation : force électro-motrice Fe Cu — f. e. m. Cu Zn — f. e. m. Fe Zn = 0, ce qui a été en effet observé sur ces trois couples mis en tension. Les résultats obtenus ne sont donc pas dus à des causes fortuites.

7° Le fait que les courants thermo-magnétiques sont presque indépendants de la résistance, indique qu'on ne peut les considérer comme provenant d'un simple changement de la force thermo-électrique par aimantation ; ce qui est le résultat capital de ce travail. L. Matout.

Relation entre le coefficient de diffusion des gaz et la proportion des mélanges. — A. Lonius (*Ann. der Phys.*, **29** (1909) 664-678). — Résumé de quelques travaux faits sous la direction du Prof. Doru, sur la variation du coefficient de diffusion des gaz avec le rapport des concentrations dans le mélange et la chute de concentration.

Au point de vue de l'interprétation cinétique des phénomènes, deux théories sont en présence : celle de Stefan et Maxwell d'après laquelle le coefficient serait constant, celle de O. E. Meyer et de Gross qui trouvent une variation du coefficient en fonction du rapport des concentrations.

Les expériences ont porté sur les mélanges : $O^2 - H^2$, $N^2 - H^2$, $O^2 - N^2$, $O - N^2$, $CO^2 - H^2$, $Ar - He$. Elles montrent toutes qu'il y a une variation très nette du coefficient de diffusion des gaz avec la proportion des mélanges. La théorie de Stefan-Maxwell est donc inexacte. Celle de O. E. Meyer rend compte qualitativement des phénomènes, mais non quantitativement. Quant à celle de Gross, elle donne des variations en sens inverse de celles que fournit l'expérience. E. Bauer.

1. *Bospravy Ceske Akademie*, Prague, **17** (1908) 15.

REVUE DES LIVRES

Kapillarchemie, par **Herbert Freundlich** (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1909), 1 vol. de IV + 590 pages (17 × 25) avec figures. Prix : M. 18.

Le sous-titre « Exposé de la chimie des colloïdes et des questions qui s'y rattachent » explique le titre un peu énigmatique de l'ouvrage, et le titre nous fait tout de suite comprendre comment l'auteur a envisagé le sujet traité. Depuis qu'une structure hétérogène plus ou moins fine apparaît à tous être le caractère le plus typique des liquides colloïdaux, on est naturellement amené à tenter de rattacher leurs propriétés spéciales et leur stabilité même de leur état aux phénomènes qui se produisent le long des énormes surfaces de contact qu'ils contiennent. Aussi la moitié du livre presque est consacrée à l'étude des phénomènes superficiels (auxquels l'usage a imposé le nom de capillaires) qui peuvent se produire au contact de deux milieux différents solides, liquides ou gazeux. La tension superficielle des liquides et l'absorption (c'est-à-dire le changement de concentration au voisinage d'une surface) occupent la plus grande place. Un chapitre est consacré à une étude détaillée des phénomènes électro-capillaires : il se justifie par le rôle que jouent les charges électriques superficielles dans les liquides colloïdaux. La première partie du livre se termine par un intéressant résumé des connaissances actuelles sur les couches de passage entre deux milieux. Les matières contenues dans cette première partie de l'ouvrage débordent à coup sûr les connaissances nécessaires pour apprendre les faits actuellement connus sur les liquides colloïdaux, mais elles sont certainement utiles au physicien qui se propose de poursuivre l'étude de ces matières.

La seconde partie du volume traite des « systèmes dispersés » formés de deux « phases » dont l'une est répandue dans l'autre à l'état de petites masses isolées : ce sont d'abord les systèmes liquide (dispersé), gaz ou nuages, les systèmes gaz (dispersé), liquides ou écumes et les systèmes solide-gaz ou fumées. Une étude beaucoup plus longue est naturellement consacrée aux systèmes liquide-liquide (émulsions) et aux systèmes solide-liquide (suspensions) qui forment ensemble les colloïdes ; on y trouvera exposées les propriétés optiques et électriques de ce système, puis le mouvement brownien qu'on y observe et les phénomènes osmotiques auxquels ils donnent lieu ; on y trouvera enfin des renseignements sur leur préparation, leurs conditions de stabilité, leur action réciproque et leurs propriétés catalytiques. Des paragraphes spéciaux sont consacrés aux demi-colloïdes (peptone, savons, matières colorantes) et aux troubles qui se produisent au voisinage du point critique de mélange de deux liquides. Enfin, dans une dernière section, l'auteur traite les systèmes où un liquide est divisé par les mailles d'un solide, ce sont les gels dont la décoagulation, Quellung et la coagulation sont spécialement examinés. Quelques pages sur les réactions enzymatiques et sur le rôle des phénomènes étudiés dans les applications techniques et physiologiques terminent l'ouvrage.

Le livre est clairement écrit : il fait appel dans sa première partie à quelques notions de thermodynamique, mais assez simples. Il ne semble pas inutile de faire remarquer que l'auteur a toujours pris soin de traduire en langage ordinaire les résultats des calculs, ce qui peut faciliter la lecture de l'ouvrage à un certain nombre de lecteurs qui se contenteront d'admettre ces résultats. Quelques schémas simples d'appareils et des courbes en nombre suffisant sont répartis dans le texte. Beaucoup de personnes trouvent certainement intérêt à lire ce livre dont l'auteur a produit, par la manière dont il a réuni et présenté les faits, une œuvre vraiment personnelle. **H. Mouton.**

Grundrigs der Kolloidchemie, par **Wo. Ostwald** (Theodor Steinkopff, Dresde, 1909), 1 vol. de 225 p. (15 × 22) avec un portrait de Th. Graham. Prix. M. 12 (broché), et 13,5 (relié).

Peut-être vaut-il mieux que j'avoue tout de suite que je n'aime pas beaucoup la *manière* dans laquelle M. Wo. Ostwald a traité le sujet qu'il s'était imposé. Cette manière ne lui est d'ailleurs pas personnelle et on en trouverait malheureusement de nombreux exemples dans la littérature scientifique allemande qui nous fournit d'autre part tant d'excellents traités. Directeur d'un journal consacré aux colloïdes, l'auteur connaît assurément très bien la bibliographie relative à ces matières. Il en use et en abuse. Est-il utile de citer 25 noms d'auteurs et la référence exacte de 16 travaux pour nous apprendre simplement que les résultats des études sur l'abaissement de congélation sont tout à fait analogues à ceux qui ont été obtenus à propos de l'élévation du point d'ébullition? L'auteur d'un traité doit faire œuvre critique ; il ne s'agit ni de citer tous les auteurs, ni de faire connaître les résultats plus ou moins divergents de leurs travaux, mais de classer des faits, d'en mettre un certain nombre en lumière, et même d'en négliger quelques autres qu'on juge inutiles ou mal établis : c'est ce travail, très difficile, il faut l'avouer, dans la question des colloïdes — qu'à notre avis, l'auteur n'a pas fait assez souvent. A côté de cette faute générale de composition qu'on peut constater en bien des endroits du livre, il y a lieu de signaler un certain nombre d'affirmations erronées qui se sont glissées dans le texte et qui touchent surtout aux propriétés physiques des colloïdes. Je sais que ces erreurs ont été souvent imprimées. Est-ce une raison pour les rééditer? J'indique par exemple celle-ci : que la lumière diffusée par les hydrosols métalliques est polarisée elliptiquement ; ou encore que la seule distinction notée par la lumière diffusée par un milieu opalescent et la lumière de fluorescence est que cette dernière n'est pas polarisée. Parlant *proodomi*, je me permettrai aussi de reprocher à l'auteur d'avoir parfois attribué à d'autres des affirmations toutes différentes de celles qu'on trouve dans leurs mémoires (fin de la p. 245). J'ajouterai encore que le livre ne contient aucune figure, ni un schéma d'appareil, ni une courbe représentant les résultats des expériences.

Tel qu'il est cependant, ce livre pourra rendre quelques services, car il contient, je l'ai dit, de nombreuses références bibliographiques. Il aura aussi le mérite de ne pas effaroucher les personnes encore nombreuses qu'effraye le moindre symbole mathématique, l'auteur s'en étant de parti pris à peu près complètement abstenu. **H. Mouton.**

Annales de l'Observatoire Royal de Belgique. Physique du globe, tome IV, fascicule 2 (24 × 30), publié sous la direction de **G. Lecointe**.

Le tome IV, fasc. II (265 pages 1909, Hayez, Bruxelles), des Annales de l'Observatoire Royal de Belgique, nouvelle série, Physique du Globe, comprend les observations magnétiques, le relevé des températures du sol à différentes profondeurs et les observations séismologiques effectuées à Uccle en 1908. **G. D.**

Le Gérant : Pierre Aubel.

65 510. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

Table analytique des Matières

Contenues dans le Tome VI du « Radium », de Janvier à Décembre 1909.

Les caractères gras se rapportent aux mémoires originaux et les caractères ordinaires aux analyses de travaux.

Radioactivité

Généralités et théorie.

Tables des constantes radioactives publiées avec la collaboration de nombreux physiciens . . . 1
Tables de fonctions exponentielles relatives à l'émanation du radium (Leon Kolowrat) 195
La Radioactivité (A. Batelli, A. Occhialini, S. Chella) . 255
L'étude des phénomènes discontinus (Norman Campbell) . 261
The interpretation of radium (Frederick Soddy) 287
Relations entre les gaz inactifs et les éléments radioactifs (F. H. Loring) 368
Position des éléments radioactifs dans la table périodique (A. T. Cameron) 368

Caractères des corps radioactifs.

Sur le rayonnement de l'uranium X (H.-W. Schmidt). 5
Inactivité apparente du radium (William Ramsay) 11
Comparaison des spectres de l'émanation du radium obtenus par différents expérimentateurs (T. Royds) 59
La volatilité du radium A et du radium C (W. Makower) 50
Chaleur dégagée par le radium (Von Schweidler et Hess). 56
Le spectre de réseau de l'émanation du radium (T. Royds) . 56
Recherches sur le coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium (G. Bruhat) 67
Note sur le coefficient de diffusion de l'émanation du radium dans l'air (L. Chaumont) 106
Sur l'actinium et l'ionium (B. Szilard) 80
Sur la diffusion des émanations de l'actinium et du thorium (S. Russ) 109
Nouvelle méthode de préparation des produits de décomposition radioactive; thorium D, produit à courte vie du thorium (O. Hahn et Lise Meitner) 155
La radioactivité spécifique du thorium et de ses produits (G.-C. Ashman) 155
Sur le rayonnement des sels de potassium (E. Henriot). 156
Les rayons γ de l'uranium (F. Soddy et A. S. Russell) . . 247
La diffusion des émanations de l'actinium et du thorium (Sidney Russ) 247
L'absorption des émanations radioactives par le charbon (R. W. Boyle) 247
Sur la radioactivité des sels de potassium (E. Henriot et G. Yavon) 257
Sur l'émanation du radium (A. Debierne) 257
Condensation de l'émanation du radium (E. Rutherford) . 258
Sur une nouvelle méthode de séparation de l'uranium X et sur l'activité relative de ce corps (B. Szilard) . . . 258
Effet de la température sur la vitesse de production de l'uranium X (R. W. Forsyth) 259
Contribution à l'étude du chlorure d'uranyle (Echsner de Coninck) 259
Sur la condensation de l'émanation du radium (Albert Laborde) 289
Le dégagement de chaleur des corps radioactifs (William Duane) 507
Sur la liquéfaction et la solidification de l'émanation du radium (W. Ramsay et R. W. Gray) 515
Calcul du poids atomique du radium d'après les données spectroscopiques (Marshall Watts) 515
Quelques constantes numériques de l'émanation du radium. Comparaison avec les gaz nobles (G. Rudorf) 515
Nouvelles remarques sur le dégagement de l'émanation par les sels de radium (L. Kolowrat) . . . 521
La fixation de l'uranium X par le charbon (Albert Ritzel) 542
La radioactivité du rubidium (Norman Campbell) 568

Propriétés du rayonnement

Sur le parcours des particules α et l'ionisation totale qu'elles produisent (S. J. Allen) 90
Sur le nombre de particules β émises par le radium et leur absorption par la matière (Walter Makower) . . . 90
Sur la distribution du rayonnement de corps radioactifs (H. Greinacher) 126
Ionisation produite par une particule α (H. Geiger). 196
Réflexion par diffusion des particules α (H. Geiger et E. Marsden) 201
Comparaison entre les rayons α produits par différentes substances radioactives (L. Blanquies) . . 250
Sur une méthode permettant de déceler directement la charge des rayons α (H. Greinacher) 247
Sur les rayons α du radium B (Howard L. Bronson) . . . 259
Le retard que la traversée des métaux et des gaz fait subir aux rayons α (T. S. Taylor) 260
Note sur le rayonnement produit par l'impact des particules β sur la matière solide (C. Davisson) 260
L'absorption des rayons γ du radium par le plomb (Y. Tomikoski) 260
Rayons γ primaires et secondaires (A. S. Eve) 515
Nouveau rayonnement β du radium (O. Hahn et Lise Meitner) 569

Transformations radioactives.

Sur un nouveau produit radioactif de la série de l'uranium (Jacques Danne) 42
Nature des particules α des substances radioactives (E. Rutherford et T. Royds) 47
Le produit et les rayons de l'uranium X (F. Soddy) . 55
Le lithium et les minéraux radioactifs (W. Hartley) . . . 55
Nature et charge des particules α émises par les substances radioactives (E. Rutherford) 56
Sur un nouveau phénomène corrélatif de l'activation par l'actinium (O. Hahn) 89
Sur le dépôt de la radioactivité induite du radium (A. Debierne) 97
Sur le radium et l'uranium contenus dans les minéraux radioactifs (Ellen Gleditsch) 165
L'expulsion de la matière radioactive dans les transformations du radium (S. Russ et W. Makower). 182
Les transformations radioactives (Radioactive Umwandlungen) (E. Rutherford et M. Levin) 191
Le phénomène du recul et le produit final du radium (J. Mc Lennan) 245
Sur l'activité induite de l'actinium (J. C. Mc Lennan) . . 247
Loi de la production de l'hélium par la série complète des produits de l'uranium (R. J. Strutt) 247

Production d'hélium par le radium (B. B. Boltwood et E. Rutherford) . . . 569
Démonstration de la nature complexe du radium (C. O. Hahn et Lise Meitner) 569

Effets des substances radioactives.

Action de l'émanation du radium sur l'eau (E. Rutherford et T. Royds) 10
Sur la décomposition de l'eau par les sels de radium (A. Debierne) . . . 65
Action chimique sur l'eau des rayons pénétrants du radium (M. Kernbaum) . . . 126
Une influence des rayons du radium sur la surfusion cristalline (Louis Fleischauer) 161
Sur la décomposition de l'eau par les rayons β du radium et par les rayons ultra-violets (Miroslaw Kernbaum) 225
Actions chimiques de l'émanation du radium et de la lumière ultra-violette (H. Herchfinkel) . . . 228
Action des rayons Becquerel sur la kunzite (Stefan Meyer). 261
Sur la décomposition de l'eau par les rayons β du radium et par les rayons ultra-violets (M. Kernbaum) . . . 552

Radioactivité des substances communes

(Voir également aux Phénomènes Cosmiques)

Détermination du radium présent dans quelques dépôts des sources chaudes de l'Arkansas (H. Schlundt) . . . 54
La radioactivité du potassium, en particulier d'après les solutions de ses sels (Norman Campbell) 55
Contribution à l'étude de la radioactivité des substances communes (R. Levin et R. Ruff) . . . 512
Sur la radioactivité des sources minérales (L. Leiter) 570

Électronique

Généralités et théories.

Une révision des lois fondamentales de la matière et de l'énergie (Gilbert N. Lewis) . . . 150
Sur une extension de la théorie électronique des métaux donnée par Lorentz (P. Gruner) 158
Sur le mouvement des électrons libres dans les métaux (P. Gruner) 158
Les conceptions modernes sur la nature de l'état métallique (E. Rieckl) 510
Théories de la matière et de la masse (Louis F. Morel) . 514

Circonstances de formation des électrons.

L'énergie cinétique des ions émis par les corps chauds (O. W. Richardson) 91
Sur l'émission des électrons par les oxydes métalliques incandescents (L. Jentzsch) 91
Sur les variations de température qui se produisent pendant l'émission d'électrons par les corps incandescents (A. Wehnelt et L. Jentzsch) 91
Sur quelques expériences récentes relatives à l'hypothèse de l'existence d'électrons positifs aux basses pressions dans certains tubes à décharges électriques (A. Dufour) . . . 117
Recherches sur l'effet photo-électrique des métaux alcalins (Ernst Mueller) . . . 150
Note sur l'effet de l'hydrogène sur la décharge de l'électricité négative par le platine chaud (H. A. Wilson) 150
Gradient du potentiel dans la décharge lumineuse d'une pointe vers un plan (J. W. Eastham) . . . 150
Sur l'existence d'électrons positifs dans les tubes à vide (A. Dufour) 249
Sur les rayons magnéto-cathodiques (Gouy) . . . 249
Expériences sur la production de la gaine négative sous l'influence des rayons visibles et ultra-violets (W. Rudorff). 249
Sur la conduction de l'électricité dans les gaz électronégatifs et les rayons α (Otto Reichenheim) 250
Effet Doppler des rayons positifs (John Trowbridge) 250
Die Strahlen der Positiven Elektrizität (E. Gehrcke) . . 255
Production de rayons positifs par la lumière ultra-violette (H. Dember) 549

Propriétés des électrons.

Sur la déviation des rayons positifs (A propos des récentes notes de M. Jean Becquerel) (M. Moulin) 4
Nouvelle méthode de calcul de $\frac{e}{m}$ pour la molécule de vapeur de mercure (Robert Fürstenau) 11
Rayons positifs (J. J. Thomson) 15
Rayons positifs (John Trowbridge) 16
Sur les rayons positifs (W. Wien) 16
Sur le mouvement des ions (E. Riecke) 18
Sur les déviations de certains rayons positifs (Réponse à une note de M. Moulin) (Jean Becquerel). 45
L'absorption des différents types de rayons β et les rayons secondaires qu'ils excitent (V. E. Pound) 57
L'absorption des rayons β par les liquides (Norman Campbell) 57
Sur le retard que les feuilles de métal font subir aux particules α et sa variation avec leur vitesse (T. S. Taylor) 57
Sur la déviation des rayons canaux. Réponse à une note de M. Jean Becquerel (M. Moulin) . . . 78
Sur la vitesse des rayons cathodiques émis par les substances exposées aux rayons γ du radium (R. D. Kleeman) 85
Remarque sur le travail de M. Fürstenau (rapport $\frac{e}{m}$ pour la molécule de Hg) (Roberto Pohl) 158
Sur l'énergie de l'émission des électrons par les corps chauds (A. Wehnelt et L. Jentzsch) 150
Sur la valeur la plus probable de la charge atomique (M. Moulin) 164
L'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chaud (F. C. Brown) 250
Le mouvement des électrons dans les solides (J. H. Jeans). 262
Sur le mouvement d'un électron autour d'un ion positif dans le champ magnétique (A. Right) 265
La masse des électrons en mouvement (L. Herka) . . . 570
Effet Doppler des rayons canaux du néon (L. Dorn) . . . 571
Remarque sur les observations de W. Wien au sujet de la charge positive des rayons canaux (J. Stark) 571
A propos d'observations sur les rayons positifs du mercure (W. Wien) 571
Sur l'absorption par la matière des rayons β homogènes et sur la variation de l'absorption avec la vitesse des rayons (W. Wilson) 571

Mécanique électromagnétique.

Le principe de relativité et les équations de l'électromagnétisme des corps en mouvement (Philipp Frank) . 11
Sur la polarisation elliptique de la lumière transmise à travers un gaz absorbant, parallèlement aux lignes de force d'un champ magnétique extérieur (Ladislas Natanson) 12
Les spectres de fluorescence et de rotation magnétique de la vapeur de potassium (R. W. Wood et Ts. Carter). 13
Sur la production de spectres de raies (E. Goldstein) . . 14
Remarques sur les séries dans les spectres de métaux alcalins (Saunders) 14
La rotation magnétique de la décharge électrique (D. N. Mallik) 14
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective (Du Bois et Elias) . 15
Le spectre des rayons canaux dans l'hélium (H. Geiger et R. Holm) 17

Sur les principes de l'électrodynamique et la théorie du corps noir (W. Ritz) 21
Sur les phénomènes de Zeeman normaux et anormaux (Réponses aux remarques de M. J. Becquerel) (A. Dufour) 44
Recherches sur la force et le déplacement électriques engendrés dans un corps isolant par son mouvement dans un champ magnétique (S. J. Barnett) 156
Effet Zeeman dans les spectres du wolfram et du molybdène (Robert Jack) 158
Mesure absolue de l'effet Zeeman pour quelques raies du mercure, dans des champs magnétiques faibles (Paul Gmelin) 158
Sur la variation de l'absorption sélective en fonction de la température, et le rôle du premier électron d'une molécule à l'intérieur de la substance (K. Kichling et J. Koenigsberger) 158
Recherche expérimentale sur la nature des rayons γ (W. H. Bragg et J. P. V. Madsen) 159
Extension de la série principale du spectre du sodium (R. W. Wood) 160
La série complète de Balmer dans le spectre du sodium (R. W. Wood) 160
Remarques sur le phénomène de Zeeman (A. Cotton) . . 188
Électrons et absorption de la lumière (R. A. Houstoun) . 247
Le nombre des corpuscules libres par unités de volume de l'or, du platine et de l'argent (B. J. Spence) . . . 248
Sur la loi du rayonnement de Planck (J. Weiss) 265
La théorie électronique des frères Hermann et Robert Grassmann (J. Kunze) 265
De la mesure absolue des grandeurs fondamentales du champ électromagnétique. Possibilité d'une action mutuelle des champs électrique et magnétique constants (V. Bjerknes) 265
Note préliminaire sur la variation de la masse d'un électron avec sa vitesse (C. A. Proctor) 264
Phénomène de Zeeman dans un champ magnétique faible (H. Nagaoka et S. Amano) 264
Sur un exemple de phénomène de Zeeman longitudinal positif pur dans les spectres d'émission des vapeurs (A. Dufour) 265
Absorption, fluorescence, rotation magnétique et dispersion anormale de la vapeur du mercure (R. W. Wood) . 266
Étude expérimentale des propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes (J. Chaudier) 269
Sur le pouvoir émissif du corps noir (V. Polara) 270
Phénomènes magnéto-anodiques (Goix) 274
Les rayons positifs et le phénomène de Doppler . . . 275
Effet des impuretés sur l'effet Döppler des rayons canaux de l'hydrogène (B. Strasser) 276
Influence de l'état de polarisation de la lumière incidente sur l'émission des électrons par les métaux alcalins (J. Elster et H. Geitel) 276
Observation faite parallèlement aux lignes de force des dissymétries d'intensités et de positions des composantes magnétiques de quelques raies d'émission (A. Dufour) 298
Sur les rayons Rontgen et la constitution atomistique du rayonnement (J. Stark) 314
Expériences pour rechercher quelques effets électro-optiques (Harold A. Wilson) 315
Dissymétries de positions et d'intensités présentées par les composantes magnétiques polarisées circulairement, des bandes d'absorption d'un cristal uniaxe (Jean Becquerel) 327
Sur la dispersion anomale de la polarisation rotatoire magnétique (G. J. Elias) 347
La dispersion rotatoire magnétique dans le spectre infra rouge (V. Meyer) 347
Absorption et rotation magnétique dans l'hydrogène incandescent (R. Ladenburg) 348
Dissymétrie de positions des composantes magnétiques rencontrées dans les spectres de bandes d'émission (A. Dufour) 366
Sur la dynamique de l'électron dans la cinématique du principe de relativité (Max Born) 372
Photo-électricité et optique (M. Hallwachs) 375
Sur l'effet Zeeman dans des champs magnétiques faibles (O. v. Baeyer et L. Gerhke) 375
Triplets asymétriques dans les spectres du tungstène (J. Stock) 375
La structure des raies spectrales des éléments (J. L. Janicki) 374
Dispersion anormale de vapeurs métalliques (P. V. Evans) 374
Observations sur le sélénium dans le champ magnétique (L. Amaduzzi) 374
Fluorescence et ionisation de la vapeur du mercure (W. Steubing) 374
La réflexion sélective de lumière monochromatique par la vapeur de mercure (R. W. Wood) 374
Rotation magnétique dans des pellicules cathodiques de fer (L. R. Ingersoll) 376

Radiations

Théorie et généralités.

Sur la théorie de l'absorption dans les gaz (L. Bloch) . 20
Sur la pression de la lumière (L. de la Rive) . . 21
Photométrie pratique (Emil Lippenthal) 61
Sur la théorie cinétique de l'absorption dans les gaz (L. Bloch) 172
Optisches Hilfsbuch für Photographierende (Hans Harting) . . 288
Développement de nos idées sur la constitution du rayonnement (A. Einstein) 376
Transformation de l'énergie cinétique en rayonnement (J. Hasenöhrl) 377
La pression de la radiation sur des sphères de matière quelconque (P. Debye) 378
Considération thermodynamique sur la diffraction (M. Laue) 379

Propriétés des radiations.

Radiations secondaires Röntgen homogènes (Charles G. Barkla et Charles A. Sadler) 18
Formule générale des pouvoirs dispersif et résolvant (L. P. Sieg) 21
Les propriétés optiques de l'eau dans le spectre infra-rouge (H. Rubens et E. Ladenburg) 55
Nouveaux groupes de rayons restants (E. F. Nichols et William S. Day) 59
Sur le passage des rayons Röntgen à travers les gaz et les vapeurs (J. Crowther) 121
Sur le rayonnement et la température des flammes (Edmond Bauer) 140
Sur un manque de symétrie des rayons secondaires des rayons X (W. H. Bragg et J. T. Glasson) . . . 159
Fonctionnement et théorie de l'appareil de mesure de la vitesse des rayons de Rontgen (J. Marx) 159
Sur la question de la vitesse des rayons de Rontgen (H. J. Franck et R. Pohl) 159
Polarisation des rayons X mise en évidence par le rayonnement secondaire (E. Bassler) 140
Sur l'absorption de la lumière par l'hydrogène lumineux (R. Ladenburg) 141
Mesure de la dispersion rotatoire dans les régions visible et ultra violette du spectre (J. Martin Lowry) . . 141
Dispersion de la lumière dans les vapeurs métalliques (Hermann Geissler) 141
Sur le renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure dans le vide (A. Perot) 142
Contribution à l'étude du rayonnement (G. Millochau) 145
Sur l'approximation des corps noirs employés comme récepteurs (C. Fabry) 145
L'absorption des rayons de Rontgen (G. Barkla et A. Sadler) 251
Note sur l'absorption de la lumière ultra violette par des solutions diluées (J. B. Perrin) 254

Sur la polarisation des rayons de Röntgen (B. Walter et R. Pohl) 265
Réflexion monochromatique sélective de la vapeur de mercure (R. W. Wood) 265
Émission et absorption de l'arc électrique à charbons (Martin Rosenmeller) 268
Relation entre la biréfringence électrique des liquides mixtes et la biréfringence optique des constituants solides de ces liquides (J. Chaudier) 269
Sur les températures de la flamme oxhydrique (E. Bauer) 270
Sur le rayonnement Röntgen secondaire émis par l'air et le bromure d'éthyle (J. A. Crowther) 277
L'influence de la pression sur l'absorption des rayons ultra-rouges par les gaz (Eva von Bahr) 515
Sur la réflexion de la lumière à la surface de corps possédant le pouvoir rotatoire naturel (K. Forsterling) . . 515
Transformation des rayons X (Charles A. Sadler) . . 516
Le corps noir et son rayonnement (M. Moulin) . . 552
Sur le rayonnement et la température des flammes (Note complémentaire) (Edmond Bauer) 560
Vérification des lois du rayonnement dans la flamme du bec Bunsen (H. Schmidt) 577
Études spectroscopiques de l'arc sous pression réduite (A. Hagenbach) 579

Phosphorescence.

Sur la loi de l'optimum des phosphorescences cathodiques des systèmes binaires (G. Urbain) 22
Études sur la phosphorescence de courte durée (Chan. W. Waggoner) 22
Recherches sur les vapeurs de sodium fluorescentes (Hans Zickendraht) 145
Sur une méthode permettant de vérifier directement l'existence de l'absorption due à la fluorescence (R. W. Wood) 145
Sur la production de fluorescence par les rayons cathodiques (O. Reichenheim) 145
Sur l'effet photo-électrique et actinoélectrique dans les substances phosphorescentes alcalino-terreuses (P. Lenard et Sebl Saeland) 145
Étude expérimentale de l'électrolyse, sous l'action de la lumière, de liquides fluorescents (Percy Hodgee) . . 144
L'occlusion du gaz résiduel et la fluorescence des parois de verre des tubes de Crookes (Alan A. Campbell Swinton) 145
Phosphorescence de substances organiques à basse température (J. Dzierzbicki et J. Kowalski) 515
Sur la phosphorescence à très basse température (Henri et Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes) 546

Effets physiques et chimiques des radiations.

Changements de couleur de certaines gemmes sous l'action des rayons cathodiques (Hedenius) 19
Actions chimiques de la lumière (G. Ciamician et P. Silber) 21
Action des rayons de Röntgen sur la résistance électrique du sélénium (G. Athanasiadis) 21
La décomposition de la vapeur d'eau par les étincelles électriques (Arthur Holt et Edwin Hopkinson) 26
Sur les propriétés optiques du collodion et du celluloïd (A. Homberg) 60
Lehrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik (J. M. Eder) 96
Sur l'influence des régions extrêmes du spectre dans les phénomènes de solubilisation (A. Gargamelle Monnetz) . 142
Les propriétés électriques et optiques du sélénium métallique (A. H. Pfund) 251
Sur la formation d'ozone par la lumière ultra-violette (J. Elster) 271
Vitesses de réactions photochimiques (J. Weigert) 546
Note sur les limites d'absorption de quelques verres dans l'ultra-violet (H. Zickendraht) 546
Dispersion électrique de l'eau (A. R. Colley) 546

Spectroscopie.

Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultra-violets d'étincelles oscillantes (E. Necklen) 94
Spectroscopy (C. Baly) 127
Longueurs d'onde normales du spectre du fer dans un système de Rowland définitif (J. Hartmann) 141
Influence de la densité de courant et de la capacité sur les spectres de l'argon et de l'hydrogène (C. Shiard) . 141
Sur le spectre de l'effluve dans différents gaz (F. Himstedt et H. von Deichmann) 142
Europium, gadolinium, terbium, dysprosium, néoytterbium et lutécium (G. Urbain) 166
Spectres d'absorption des dissolutions du néodyme (Boris Stabil) 215
Le spectre ultra-violet d'absorption de certaines vapeurs métalliques et de leurs mélanges (R. W. Wood et D. V. Guthrie) 267
Sur la structure complexe de quelques raies du mercure (H. Nagaoka) 267
Sur les longueurs d'onde des lignes du spectre secondaire de l'hydrogène (Herbert Edmiston Watson) 268
Spectre de l'arc chantant (M. La Rosa) 268
Effet de la température sur les spectres d'absorption de différents sels dissous (W. W. Strong) 269
Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges (H. F. Paschen) 514

Ionisation

Circonstances de formations des ions.

La qualité de l'ionisation secondaire due aux rayons β (W. H. Bragg et J. P. V. Madsen) 19
Expériences sur la formation de gaz dans les tubes à décharge (R. W. Hirsch) 19
Application de l'ionisation produite par les corps chauds à la mesure des hautes températures (O. W. Richardson) . 27
Action de la lumière ultra-violette sur les faux équilibres électriques (Mme H. Bagulet, née Bayard) 58
Influence des gaz absorbés par les métaux sur leur activité photoélectrique (V. L. Chrisler) 58
Rôle des impuretés dans l'effet photo-électrique sur l'eau et les solutions salines. Application à l'électricité atmosphérique (E. Bloch) 74
Sur l'excès supposé d'électrisation négative produit par la pulvérisation de l'eau (J. C. Pomeroy) 92
Rayonnements et potentiel explosif (G. Moreau) 95
Fatigue des métaux soumis aux rayons Röntgen (Louis T. More et R. L. C. Gowdy) 159
De l'influence des rayons de Röntgen sur l'établissement de la décharge (E. Marx) 159
Sur les variations de la conductibilité de l'air enfermé dans des récipients métalliques (C. S. Wright) . . . 151
Étude sur les suspensions gazeuses (Maurice de Broglie) 205
Décharges dans les gaz raréfiés et actions de surface (G. Reboul) 209
Note sur la théorie électronique de l'arc en charbon (J. A. Pollock) 248
L'arc voltaïque dans sa phase initiale (A. Occhialini) . . 275
Sur l'ionisation de l'air par les canalisations électriques à haute tension (L. Houllevigue) 275
Réactions chimiques et ionisation (G. Reboul) 275
Remarque à propos de la note de M. Reboul (A. Gautier) 274
Sur l'ionisation par voie chimique (L. Bloch) 274
La fatigue photo-électrique du zinc (H. Stanley Allen) . 277
Ionisation produite dans différents gaz par les rayons γ secondaires (R. D. Kleeman) 277
Conductibilité spontanée de la vapeur de sodium à l'obscurité, rapport entre l'ionisation des gaz et l'absorption de leur spectre de raies (Ch. Lechthaler) 280

Sur la production d'une lueur dans un tube vide en mouvement dans un champ électrostatique et sur l'action d'un champ magnétique sur la lueur ainsi produite (Jervis Smith) 280
Sur la production d'une lueur dans un tube à vide en mouvement dans un champ électrostatique et l'action d'un champ magnétique sur cette lueur (Jervis Smith) 281
Conductibilité d'un gaz à la pression atmosphérique sous l'influence d'une haute tension alternative (A. Chasty) . 281
Sur les projections cathodiques (L. Houllevigue) 281
Sur la pulvérisation cathodique dans les gaz raréfiés (V. Kohlschütter) 281
Sur la théorie de la pulvérisation cathodique : remarques sur l'article de M. Kohlschütter (J. Stark) 282
Sur la pulvérisation cathodique : remarques sur l'article de M. Kohlschütter (Franz Fischer) 282
La discontinuité des décharges dans un tube de Geissler (H. Perkins) 294
Potentiels disruptifs sous voltage alternatif. Influence de la courbure des électrodes (J. Kowalski et U. Rappel) . 316
Sur l'ionisation des gaz par la lumière (J. Stark) 316
Une expérience sur l'ionisation par les rayons γ (L. Vegard) . 317
Note sur une curieuse propriété du néon (J. Norman Collie) 317
La nature de l'ionisation produite dans un gaz par les rayons γ (R. D. Kleeman) 549
Action de la lumière ultra-violette sur l'étincelle (B. Marzetti) 550
L'émission d'électricité par le charbon incandescent (J. A. Pollock et B. Ranciaud) 550
Discontinuité du potentiel à la surface du carbone incandescent (A. Pollock, B. Ranciaud et P. Norman) . . . 550
Sur l'électricité développée par la chute du mercure et l'effet de contact entre les métaux et les gaz (A. Becker) . 551
Rayons cathodiques secondaires (Charlton D. Cooksey) . . 579
Nouvelles recherches sur les rayons magnétiques (A. Righi) . 580
Sur la dispersion par évaporation des liquides électrisés (A. Gallarotti) 580
L'ionisation de l'oxygène électrolytique (Robert Tabor-Lattey) 580
Sur les réactions chimiques dans des corps gazeux sous l'action de l'effluve électrique (E. Warburg) 580
Transformation magnétique du plomb (Loftchinsky) . . . 581

Propriétés générales des ions.

Contribution à la théorie de la conductibilité des gaz (Leonhard Helis) 23
Sur la recombinaison des ions gazeux (G. Rumelin) . . . 23
La charge spécifique des ions émis par les corps chauds (O. W. Richardson) 24
L'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chauffé (F. C. Brown) 24
Sur les changements de pression qui accompagnent la décharge par les pointes dans l'hydrogène contenant de l'oxygène et de l'azote (A. P. Chattock et A. M. Tyndall) . 25
Ionisation en vase clos (W. Strong) 26
Les charges des ions dans les gaz et l'effet de la vapeur d'eau sur le mouvement des ions négatifs (John S. Townsend) 145
La charge des ions produits par le radium (C. E. Hastedt) 146
Sur la masse des ions négatifs d'une flamme (Georges Moreau) 146
Ionisation des gaz aux pressions élevées (Henry Erikson) . 147
Ionisation des gaz et pression (T. H. Laby et G. W. C. Kaye) 149
L'influence de la pression sur l'ionisation spontanée en vase clos, et sur l'ionisation produite par les rayons γ (W. Wilson) 149
Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz par un champ alternatif (Henry A. Perkins) 149
Recherches sur l'étincelle électrique dans le champ magnétique (H. F. Schaeffer) 150
Sur les charges acquises par des conducteurs métalliques entourés d'autres conducteurs et la relation entre ces charges et l'effet Volta (Robertson) 151
La mobilité des ions produits par les rayons Röntgen dans le gaz et les vapeurs (E. M. Wellisch) 179
Passage de l'électricité à travers les mélanges gazeux (E. M. Wellisch) 241
Sur les ions gazeux à charges doubles (J. Franck et W. Westphal) 248
Sur la charge de l'ion négatif d'une flamme (G. Moreau) . 271
De la diffusion des ions à travers les métaux (G. Moreau) . 271
Sur la « recombinaison initiale » des ions produits dans les gaz par les particules α (M. Moulin) 272
Influence de la température sur l'ionisation (J. A. Crowther). 272
Sur un phénomène en relation avec la décharge de l'électricité par les pointes (H. T. Barnes et A. N. Shaw) . . 272
Recombinaison des ions dans l'air à différentes températures (A. Erickson) 317
Sur la charge des ions gazeux (J. Franck et W. Westphal) 548
Les ions des gaz (William Sutherland) 548
Phénomènes d'influence produits par les ions de la flamme (A. Barnini) 551

Ionisation des liquides et des solides.

La conductibilité électrique de l'hexane pur (G. Jaffé) . . 60
Influence des rayons α sur la conductibilité électrique des diélectriques solides (H. Greinacher) . 219
Sur le passage de l'électricité à travers l'éther éthylique (J. Schroder) 250
Mobilité des ions dans les diélectriques liquides (Bohm-Wendt et E. v. Schweidler) 278
Action des rayons α sur les diélectriques solides (T. Bialobjeski) 279
Sur l'ionisation de la paraffine à différentes températures (Bialobjeski) 279
Conductibilité des diélectriques sous l'action des rayons du radium B (Hodgson) 317

Généralités sur les ions électrolytiques.

Notice sur la théorie des ions dans les solutions aqueuses (Ugo Grassi) 128
La conductibilité et l'ionisation des sels des bases et des acides en solution aqueuse aux températures élevées (M. A. A. Noyes) 152
Recherches sur les électrodes à gaz. — I. Bioxyde d'azote (Ugo Grassi) 152
Influence de la concentration et de l'ionisation sur la vitesse de diffusion des sels en solution aqueuse (Raymond Haskell) 152
Untersuchungen über die Galvanische Leitfähigkeit der Elektrolyte (S. Arrhenius) 157

Atomistique

Atomes, molécules et valence.

Sur la valence (H. Bateman) 152
L'origine électrique de l'attraction moléculaire (W. Sutherland) 282
Les constantes moléculaires des gaz inactifs (G. Rudorf) 282
Sur la méthode pratique du calcul simultané des poids atomiques ; résultats généraux (G. D. Hinrichs). . . . 285
Sur une catalyse par l'humidité (J. Meunier) 287
Sur un progrès dans la conception atomistique de la matière (Stephan Zahn) 318
Mouvement brownien et grandeurs moléculaires (Jean Perrin) 757

Grandeur des molécules et des atomes. dénombrement.

Nombre de molécules contenues dans l'unité de volume d'un gaz (P. Ghosh) 282

Phénomènes cosmiques

Astrophysique.

La température du soleil et la constante solaire (G. Millochau) 155
Absorption de la lumière ultra-violette dans l'atmosphère. 156
Les tourbillons solaires de Hale (Brester) 252
Comparaison des raies du spectre de l'arc électrique et du Soleil. Pression de la couche renversante de l'atmosphère solaire (Ch. Fabry et H. Buisson) 252
Reconnaissance des couches supérieures du calcium et de l'hydrogène dans l'atmosphère solaire et des mêmes filaments nous dans les deux couches (H. Deslandres et E. d'Azambuja) 285
Sur la composition de l'air atmosphérique (G. Claude) . . 285
Observations du soleil faites à l'Observatoire de Lyon pendant le deuxième trimestre de 1909 (J. Guillaume) . 551
Méthode permettant la mesure des températures effectives des étoiles. Premiers résultats (Ch. Nordmann) . 551
Sur la température de η Persée (Ch. Nordmann) 551
Sur la théorie des halos (Louis Besson) 552
Perturbations magnétiques et phénomènes solaires (J. Bosler) 582

Électricité atmosphérique.

Recherche sur l'état électrique des couches élevées de l'atmosphère (W. Makower, Miss M. White et E. Marsden) . 28
Sur la mesure du champ électrique de l'atmosphère et du courant entre la terre et l'air (C. T. R. Wilson) . . 28
Remarque sur les rayons α du radium B et sur la radioactivité de l'atmosphère (Lindemann, A. Harvey) . 56
Ionisation dans l'atmosphère (V. S. Lyl) . 88
Sur la densité de l'électricité libre dans les couches inférieures de l'atmosphère (A. Daunderer) 95
Ionisation en vase clos (W. Strong) 95
Sur la radiation très pénétrante de l'atmosphère (Th. Wulf) 95
Sur la radiation pénétrante (D. Pacini) . 127
Lehrbuch der Kosmischen Physik (S. Arrhenius) . . 128
Les ions de l'atmosphère (J. A. Pollock) . 129
Sur la radioactivité de l'atmosphère (A. Gockel) . 154
Sur l'émanation radioactive contenue dans l'atmosphère (A. Gockel) 154
Sur les produits radioactifs présents dans l'atmosphère (W. Wilson) 155
Recherches sur la conductibilité de l'air (C. Bonacini et V. Nicolis) 155
Dispersion électrique dans la mer Méditerranée (G. Costanzo) 155
A propos des phénomènes unipolaires en électricité atmosphérique (K. Kurz) 155
Le ballon libre dans le champ électrique terrestre (A. Lepeli et G. W. Lutz) 190
Essai de mesurement de la quantité d'émanation dégagée par le sol (H. Lepeli) 251
Observations récentes sur l'électricité atmosphérique (P. H. Dike) 255
La radioactivité de l'atmosphère en Californie et au Colorado, et le parcours des particules α émises par le radium B (Lindemann, A. Harvey) . . . 254
Note sur la variation du nombre d'ions dans l'atmosphère (J. Istrati) 254
Die Luftelektrizität. Methoden und Resultate der neueren Forschung (A. Gockel) 256
Activité radioactive en pleine mer (H. Shakin) . . . 284
Sur la chute de potentiel atmosphérique (A. B. Messerschmidt) 284
Le potentiel électrique de l'atmosphère sur l'Etna (C. Bellia). 284
Courant de conduction et oscillation du champ électrique au voisinage du sol (D. Smirnow) 285
Contribution à l'étude de la déperdition atmosphérique (C. Negro) 285
Sur l'origine de l'électricité des orages (A. Gockel) . . 285
Sur certains phénomènes d'ionisation provoqués par l'eau de pluie (G. Costanzo et C. Negro) 285
Die Atmosphärische Elektricität (H. Mache et L. Schweidler) . 287
Mesures de conductibilité électrique de l'air effectuées sur le Monte Cimone durant l'été 1908 (C. Bonacini et I. Nicolis) 519
Pression et conductibilité électrique de l'atmosphère (Lavoro Amaduzzi) 520
Sur la radiation pénétrante présente dans l'atmosphère (M. Gockel) 581
Influence du lieu sur les mesures de déperdition et de conductibilité atmosphérique (E. v. Schweidler) 582

Magnétisme terrestre.

Note sur l'effet magnétique du vent (W. J. Humphreys) 9
Mémoires de l'Observatoire de l'Ebre. — La section magnétique (E. Mercadier) 95

Radioactivité et géologie.

Observation sur la radioactivité de l'atmosphère en haute montagne (A. Gockel et Th. Wulf) 11
Quelques déterminations de l'émanation active de l'eau de l'Océan Atlantique (W. Knocke) 126
Radioaktive Wasser in Sachsen (C. Schiffner) 127
Tables des principaux minerais d'uranium et de thorium (B. Szilard) 255
Sur la distribution du thorium à la surface de la terre (J. Joly) 246
Une évaluation directe de l'âge de la thorianite (R. J. Strutt) 247
Quelques problèmes sur la radioactivité (A. S. Eve) . . . 255
Sur la distribution du thorium dans les roches à la surface de la terre (J. Joly) 285
Sur la présence du thorium dans les roches. Action thermique et action ionisante du thorium contenu dans les roches (G. A. Blanc) 285
Sur la distribution du thorium à la surface de la terre (G. A. Blanc) 285
Dégagement d'hélium des minéraux radioactifs par pulvérisation (J. A. Gray) 285
Le dégagement de l'hélium des minéraux radioactifs (R. J. Strutt) 284
Sur la quantité de radium présente dans l'eau de mer (A. S. Eve) 284
Radioaktive Wasser in Sachsen (Eaux radioactives en Saxe) (C. Schiffner et M. Weinig) 288
Le thorium considéré comme agent de la radioactivité terrestre (G. A. Blanc) 506
Teneur de l'eau de mer en radium (J. Joly) 519
Sur la radioactivité des gaz des eaux thermales de Wiesbaden (F. Henrich) 519
Les substances radioactives dans la terre et dans l'air comme cause de la radiation pénétrante dans l'atmosphère (Karl Kurz) 581

Technique

Unités et méthodes de mesure.

Méthode de mesure des faibles courants (Ch. Lattès). 75
Mesure absolue d'une résistance en unités électrostatiques (A. Hurmuzescu) 170

Détermination des faibles capacités au moyen de l'électromètre à fils (Th. Wulf) 255

Appareils.

Sur une modification de l'isolement à l'ambre de l'électroscope (Elster et Geitel) 156
Collecteur à eau à écoulement continu (W. Schmidt) . . . 156
Une batterie étalon (Hellet) 156
Piles photo-électriques à grande intensité de courant (J. Rosenthal) 156
Recherches sur les propriétés diélectriques du mica (E. Mattenklodt) 156
Sur un relais actionné par des forces électrostatiques (H. Bergwitz) 157
Appareil à l'usage des laboratoires pour la liquéfaction de l'air et sa séparation en ses divers éléments (G. Claude) . 191
Sur l'occlusion des restes gazeux dans les tubes à vide et la production de bulles gazeuses à la surface du verre (R. Pohl) 255
Électromètre à corde (T. H. Laby) 286
Un interféromètre simple pour montrer le phénomène de Zeeman (A. H. Pfund) 286
Emploi de la sylvine dans l'ultra-violet. — Absorption d'huiles essentielles dans l'ultra-violet (A. Pelleger) . . 286
Amortissement d'ondes à la surface du mercure (R. W. Wood) 286
Emploi du sulfure de zinc pour le tube de Braun (F. Giesel et J. Zennek) 287
Sur un appareil destiné à la mesure de la radio activité (B. Szilard) 565
Transformation du diamant en coke dans un vide élevé par les rayons cathodiques (Alan A. Campbell Swinton) . 582
Quelques conséquences de l'emploi d'un récepteur sélectif dans la mesure de l'énergie rayonnante (Ch. Féry) . 582
Absorption des gaz par l'anode dans un tube à vide (L. Christer) 582
Un simple interféromètre Fabry et Perot (James Barnes) . 585
Électroscope à fil libre (J. Elster et H. Geitel) 585
Nouvel électromètre pour charges statiques (Th. Wulf) . . 585
Nouveau tube à rayons X, à action intensive (M. Seitz) . 585

Traités généraux

Œuvres de Pierre Curie 28
Modern electrical theory (Norman Robert Campbell) . 29
Traité de physique (O. D. Chwolson). Acoustique . . . 61
Traité de physique (O. D. Chwolson) 62
Cours de physique, IV. Optique, étude des instruments (H. Bouasse) 62
L'Année électrique (Foveau de Courmelles) 65
Traité de physique (O. D. Chwolson) 95
Traité de physique (O. D. Chwolson) 95
Essai sur la notion de théorie physique de Platon à Galilée (Pierre Duhem) 96
La dégradation de l'énergie (B. Brunhes) 96
La matière radiante et les rayons magnétiques (A. Righi) . 127
Abhandlungen de C. Döppler (H. A. Lorentz) 157
Abhandlungen zur Geschichte des Stereoskops (Wheastone, Brewter, Riddell, Helmholtz, Wenham, d'Almeida et Harmer) (Von Rohr) 157
Light Waves and their Uses (A. Michelson) 157
Éléments de la théorie des probabilités (Emile Borel) . . 191
Précis de physique. — Recueil de manipulations élémentaires de physique (Albert Turpain) 192
Introduction à l'étude des éléments rares (Introduction to the rarer elements) (Philip E. Browning) 224
Histoire du développement de la chimie depuis Lavoisier jusqu'à nos jours (A. Ladenburg) 256
Cours de physique (H. Bouasse) 256
Leçons sur les alliages métalliques (J. Cavalier) 288
Landolt Börnstein physikalisch-chemische Tabellen (R. Bornstein et W. Meyerhoffer) 288
Traité de mathématiques générales (E. Fabry) . . . 520
Traité de physique (O. D. Chwolson) 520
Traité complet d'analyse chimique appliquée aux essais industriels (J. Post et B. Neumann) 552
Kapillarchemie (Herbert Freundlich) 584
Grundrügs der Kolloidchemie (Wo. Ostwald) 584
Annales de l'Observatoire Royal de Belgique. Physique du globe (G. Lecointe) 584

Table alphabétique par noms d'auteurs

A

ALLEN (S. J.) :
Sur le parcours des particules α et l'ionisation totale qu'elles produisent 90
AMADUZZI (L.) :
Observations sur le sélénium dans le champ magnétique 574
AMADUZZI (L.) :
Pression et conductibilité électrique de l'atmosphère. 520
ARRHENIUS (S.) :
Lehrbuch der Kosmischen Physik. 128
ARRHENIUS (S.) :
Untersuchungen über die Galvanische Leiftähigkeit der Elektrolyte. 157
ASHMAN (G. C.) :
La radioactivité spécifique du thorium et de ses produits 155
ATHANASIADIS (G.) :
Action des rayons de Röntgen sur la résistance électrique du sélénium 21

B

BAEYER (O. v.) et GERRCKE (E.) :
Sur l'effet Zeeman dans des champs magnétiques faibles 575
BALY (C.) :
Spectroscopy. 127
BARKLA (G.) et SADLER (A.) :
Radiations secondaires Röntgen homogènes 18
BARKLA (G.) et SADLER (A.) :
L'absorption des rayons de Röntgen. 251
BARNES (H. T.) et SHAW (A. N.) :
Sur un phénomène en relation avec la décharge de l'électricité par les pointes. 272
BARNES (JAMES) :
Un simple interféromètre Fabry et Perot 585
BARNETT (S. J.) :
Recherches sur la force et le déplacement électriques engendrés dans un corps isolant par son mouvement dans un champ magnétique. 156
BARNINI (A.) :
Phénomènes d'influence produits par les ions de la flamme 551
BASSLER (E.) :
Polarisation des rayons X mise en évidence par le rayonnement secondaire. 140
BATEMAN (H.) :
Sur la valence. 152
BATTELLI (A.), OCCHIALINI (A.), CHELLA (S.) :
La Radioactivité 255
BAUDEUF (Mme H.) née BAYARD :
Action de la lumière ultra-violette sur les faux équilibres électriques. 58
BAUER (EDMOND) :
Sur le rayonnement et la température des flammes. 110
BAUER (EDMOND) :
Sur les températures de la flamme oxhydrique. . 270
BAUER (EDMOND) :
Sur le rayonnement et la température des flammes (Note complémentaire) 560
BECQUEREL (JEAN) :
Sur les déviations de certains rayons positifs (Réponse à une note de M. Moulin) 45
BECQUEREL (JEAN) :
Dissymétries de positions et d'intensités présentées par les composantes magnétiques polarisées circulairement, des bandes d'absorption d'un cristal uniaxe 527
BECQUEREL (HENRI et JEAN) et KAMERLINGH ONNES (H.) :
Sur la phosphorescence à très basse température . . 546
BECKER (A.) :
Sur l'électricité développée par la chute du mercure et l'effet de contact entre les métaux et les gaz. . 551
BELLIA (C.) :
Le potentiel électrique de l'atmosphère sur l'Etna. . 284
BERGWITZ (H.) :
Sur un relai actionné par des forces électrostatiques. 157
BESSON (LOUIS) :
Sur la théorie des halos. 552
BEVAN (P. V.) :
Dispersion anormale de vapeurs métalliques . . 574
BIALOBJESKI (T.) :
Action des rayons α sur les diélectriques solides . . 279
BIALOBJESKI (T.) :
Sur l'ionisation de la paraffine à différentes températures 279
BISPHAM (J. W.) :
Gradient du potentiel dans la décharge lumineuse d'une pointe vers un plan. 150
BJERKNES (V.) :
De la mesure absolue des grandeurs fondamentales du champ électromagnétique. Possibilité d'une action mutuelle des champs électrique et magnétique constants. 265
BLANC (G. A.) :
Sur la présence du thorium dans les roches. Action thermique et action ionisante du thorium contenu dans les roches. 285
BLANC (G. A.) :
Sur la distribution du thorium à la surface de la terre. 285
BLANC (G. A.) :
Le thorium considéré comme agent de la radioactivité terrestre. 506
BLANQUIES (L.) :
Comparaison entre les rayons α produits par différentes substances radioactives 250
BLOCH (E.) :
Rôle des impuretés dans l'effet photo-électrique sur l'eau et les solutions salines. Application à l'électricité atmosphérique . 74
BLOCH (L.) :
Sur la théorie de l'absorption dans les gaz 20
BLOCH (L.) :
Sur la théorie cinétique de l'absorption dans les gaz. 172
BLOCH (L.) :
Sur l'ionisation par voie chimique 274
BONACINI (C.) et NICOLIS (V.) :
Recherches sur la conductibilité de l'air. 155
BOCANINI (C.) et NICOLIS (V.) :
Mesures de conductibilité électrique de l'air effectuées sur le Monte Cimone durant l'été 1908 549
BOHM-WENDT et SCHWEIDLER (E. v.) :
Mobilité des ions dans les diélectriques liquides . . 278
BOLWOOD (B. B.) et RUTHERFORD (E.) :
Production d'hélium par le radium 569
BORN (MAX) :
Sur la dynamique de l'électron dans le cinématique du principe de relativité. 572
BOREL (EMILE) :
Eléments de la théorie des probabilités . . 191
BOSLER (J.) :
Perturbations magnétiques et phénomènes solaires. . 582
BORNSTEIN (R.) et MEYERHOFFER (W.) :
Landolt Bornstein physikalisch-chemische Tabellen 288
BOUASSE (H.)
Cours de physique. IV. Optique, étude des instruments. 62

Bouasse (H.) :
Cours de physique 256
Boyle (R. W.) :
L'absorption des émanations radioactives par le charbon. 247
Bragg (W. H.) et Madsen (J. P. V.) :
La quantité de l'ionisation secondaire due aux rayons β. 19
Bragg (W. H.) et Glasson (J. L.) :
Sur un manque de symétrie des rayons secondaires des rayons X. 159
Bragg (W. H.) et Madsen (J. P. V.) :
Recherche expérimentale sur la nature des rayons γ. 159
Brester :
Les tourbillons solaires de Hale 252
Broglie (Maurice de) :
Etude sur les Suspensions gazeuses. 205
Bronson (L. Howard) :
Sur les rayons α du radium B 259
Brown (F. C.) :
L'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chauffé 24
Brown (F. C.) :
L'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chaud. 250
Browning (Philip E.) :
Introduction à l'étude des éléments rares (Introduction to the rarer elements) 224
Bruhat (G.) :
Recherches sur le coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium 67
Burhnes (B.) :
La dégradation de l'énergie . . . 96

C

Cameron (A. T.) :
Position des éléments radioactifs dans la table périodique 568
Campbell (Norman) :
Modern electrical theory 29
Campbell (Norman) :
La radioactivité du potassium, en particulier d'après les solutions de ses sels 55
Campbell (Norman) :
L'absorption des rayons β par les liquides. 57
Campbell (Norman) :
L'étude des phénomènes discontinus 261
Campbell (Norman) :
La radioactivité du rubidium. 566
Campbell Swinton (Alan A.) :
L'occlusion du gaz résiduel et la fluorescence des parois de verre des tubes de Crookes . . 145
Campbell Swinton (Alan A.) :
Transformation du diamant en coke dans un vide élevé par les rayons cathodiques . . . 582
Cavalier (J.) :
Leçons sur les alliages métalliques . . . 288
Chasty (A.) :
Conductibilité d'un gaz à la pression atmosphérique sous l'influence d'une haute tension alternative . 281
Chattock (A. P.) et Tyndall (A. M.) :
Sur les changements de pression qui accompagnent la décharge par les pointes dans l'hydrogène contenant de l'oxygène et de l'azote 25
Chaudier (J.) :
Relation entre la biréfringence électrique des liqueurs mixtes et la biréfringence optique des constituants solides de ces liqueurs . . 269
Chaudier (J.) :
Étude expérimentale des propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes. 269
Chaumont (J.) :
Note sur le coefficient de diffusion de l'émanation du radium dans l'air 106
Christler (L.) :
Influence des gaz absorbés par les métaux sur leur activité photoélectrique 58
Christler (L.) :
Absorption des gaz par l'anode dans un tube à vide. 582
Chwolson (O. D.) :
Traité de physique 61
Chwolson (O. D.) :
Traité de physique 62
Chwolson (O. D.) :
Traité de physique 95
Chwolson (O. D.) :
Traité de physique 520
Ciamician (G.) et Silber (P.) :
Actions chimiques de la lumière. 21
Claude (G.) :
Appareil à l'usage des laboratoires pour la liquéfaction de l'air et sa séparation en ses divers éléments. 191
Claude (G.) :
Sur la composition de l'air atmosphérique . . . 285
Colley (A. R.) :
Dispersion électrique de l'eau 316
Collie (Norman J.) :
Note sur une curieuse propriété du néon. 317
Cooksey (Charlton D.) :
Rayons cathodiques secondaires. 579
Costanzo (G.) :
Dispersion électrique dans la mer Méditerranée . . . 155
Costanzo (G.) et Negro (C.) :
Sur certains phénomènes d'ionisation provoqués par l'eau de pluie 285
Cotton (A.) :
Remarques sur le phénomène de Zeeman 188
Crowther (J. A.) :
Sur le passage des rayons Röntgen à travers les gaz et les vapeurs 121
Crowther (J. A.) :
Influence de la température sur l'ionisation . . 272
Crowther (J. A.) :
Sur le rayonnement Röntgen secondaire émis par l'air et le bromure d'éthyle 277
Curie (P.) (Œuvres) 28

D

Danne (Jacques) :
Sur un nouveau produit radioactif de la série de l'uranium. 42
Davisson (C.) :
Note sur le rayonnement produit par l'impact des particules β sur la matière solide . . . 260
Daunderer (A.) :
Sur la densité de l'électricité libre dans les couches inférieures de l'atmosphère 95
Debierne (A.) :
Sur la décomposition de l'eau par les sels de radium. 65
Debierne (A.) :
Sur le dépôt de la radioactivité induite du radium. 97
Debierne (A.) :
Sur l'émanation du radium 257
Debye (P.) :
La pression de la radiation sur des sphères de matière quelconque 575
Di la Rive (L.) :
Sur la pression de la lumière 21
Dember (H.) :
Production de rayons positifs par la lumière ultraviolette 549
Deslandres (H.) et d'Azambuja (L.) :
Reconnaissance des couches supérieures du calcium et de l'hydrogène dans l'atmosphère solaire et des mêmes filaments noirs dans les deux couches. . . 285

Dike P. H. :
Observations récentes sur l'électricité atmosphérique. 255
Dorn E. :
Effet Doppler des rayons canaux du néon 571
Duane William :
Le dégagement de chaleur des corps radioactifs 307
Du Bois et Elias
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective. 15
Dufour (A.) :
Sur les phénomènes de Zeeman normaux et anormaux Réponses aux remarques de M. J. Becquerel 44
Dufour A. :
Sur quelques expériences récentes relatives à l'hypothèse de l'existence d'électrons positifs aux basses pressions dans certains tubes à décharges électriques 117
Dufour (A.) :
Sur l'existence d'électrons positifs dans les tubes à vide 249
Dufour A. :
Sur un exemple de phénomène de Zeeman longitudinal positif pur dans les spectres d'émission des vapeurs 265
Dufour A. :
Observation faite parallèlement aux lignes de force des dissymétries d'intensités et de positions des composantes magnétiques de quelques raies d'émission 298
Dufour (A. :
Dissymétrie de positions des composantes magnétiques rencontrées dans les spectres de bandes d'émission 566
Duhem Pierre :
Essai sur la notion de théorie physique de Platon à Galilée 86
Dzierzbicki J. et Kowalski J.) :
Phosphorescence de substances organiques à basse température 515

E

Ebert H. et Lutz C. W. :
Le ballon libre dans le champ électrique terrestre. 190
Ebert H. :
Enregistrement de la quantité d'émanation dégagée par le sol 251
Ebler E. :
Sur la radioactivité des sources minérales 570
Eder (J. M.) :
Jahrbuch für Photographie und Reproduktiontechnik. 96
Einstein A. :
Développement de nos idées sur la constitution du rayonnement. 576
Elias (G. J.) :
Sur la dispersion anomale de la polarisation rotatoire magnétique 547
Elster J. et Geitel H. :
Sur une modification de l'isolement à l'ambre de l'électroscope 156
Elster (J. et Geitel H.) :
Influence de l'état de polarisation de la lumière incidente sur l'émission des électrons par les métaux alcalins 276
Elster (J.) et Geitel H. :
Électroscope à fil libre 585
Erickson Henry :
Ionisation des gaz aux pressions élevées . 147
Erickson Henry :
Recombinaison des ions dans l'air à différentes températures 517
Eva von Bahr :
L'influence de la pression sur l'absorption des rayons infra-rouges par les gaz. 515
Eve A. S. :
Ionisation dans l'atmosphère. 88
Eve A. S.) :
Quelques problèmes sur la radioactivité 255
Eve (A. S.) :
Sur la quantité de radium présente dans l'eau de mer. 284
Eve A. S.) :
Rayons γ primaires et secondaires. 515

F

Fabry (Ch.) et Buisson H. :
Comparaison des raies du spectre de l'arc électrique et du Soleil. Pression de la couche renversante de l'atmosphère solaire. 252
Fabry E. :
Traité de mathématiques générales 520
Fery Ch. :
Sur l'approximation de corps noirs employés comme récepteurs. 145
Fery Ch. :
Quelques conséquences de l'emploi d'un récepteur sélectif dans la mesure de l'énergie rayonnante. . 582
Fischer (F.) :
Sur la formation d'ozone par la lumière ultra-violette 271
Fischer F. :
Sur la pulvérisation cathodique; remarques sur l'article de M. Kohlschutter 282
Försterling (K. :
Sur la réflexion de la lumière à la surface de corps possédant le pouvoir rotatoire naturel. . . . .
Forsyth R. W. :
Effet de la température sur la vitesse de production de l'uranium X 259
Foveau de Courmelles :
L'Année électrique 65
Franck Philipp :
Le principe de relativité et les équations de l'électromagnétisme des corps en mouvement. 11
Franck J. et Pohl R. :
Sur la question de la vitesse des rayons de Röntgen . 159
Franck J. et Westphal (W.) :
Sur les ions gazeux à charges doubles. 248
Franck J. et Westphal W. :
Sur la charge des ions gazeux 548
Freundlich Herbert :
Kapillarchemie 584
Frischauer (Louis) :
Une influence des rayons du radium sur la surfusion cristalline. 161
Fuchtbauer Ch.) :
Conductibilité spontanée de la vapeur de sodium à l'obscurité, rapport entre l'ionisation des gaz et l'absorption de leur spectre de raies 280
Fürstenau Robert :
Nouvelle méthode de calcul de $\frac{e}{m}$ pour la molécule de vapeur de mercure. 11

G

Gallarotti (A.) :
Sur la dispersion par évaporation des liquides électrisés 580
Gargam du Moncelz A.
Sur l'influence des régions extrêmes du spectre dans les phénomènes de solarisation. 142
Gautier A. :
Remarque à propos de la note de M. Reboul. . 274
Gehrcke E.
Die Strahlen der Positiven Elektrizität. 255
Geiger H.
Ionisation produite par une particule α . 196
Geiger H. et Marsden E. :
Réflexion par diffusion des particules α. . . 201

GEISSLER HERMANN :
Dispersion de la lumière dans les vapeurs métalliques. 135
GERDIEN H. et HOLM R. :
Le spectre des rayons canaux dans l'hélium . 17
GHOSE P. :
Nombre de molécules contenues dans l'unité de volume d'un gaz 282
GIESEL F. et ZENNECK J. :
Emploi du sulfure de zinc pour le tube de Braun. 287
GLEDITSCH EILEN :
Sur le radium et l'uranium contenus dans les minéraux radioactifs 165
GOLLIN PAUL :
Mesure absolue de l'effet Zeeman pour quelques raies du mercure, dans des champs magnétiques faibles. 158
GOCKEL A. et WULF TH.
Observation sur la radioactivité de l'atmosphère en haute montagne 11
GOCKEL A. :
Sur la radioactivité de l'atmosphère 154
GOCKEL (A.
Sur l'émanation radioactive contenue dans l'atmosphère 154
GOCKEL (A. :
Die Luftelektrizität. — Methoden und Resultate der neueren Forschung 256
GOCKEL (A.) :
Sur l'origine de l'électricité des orages. 285
GOCKEL (A. :
Sur la radiation pénétrante présente dans l'atmosphère. 581
GOLDSTEIN E.
Sur la production de spectres de raies . 14
GOUY
Sur les rayons magnéto-cathodiques. . 249
GOUY
Phénomènes magnéto-anodiques . . . 274
GOUY :
Les rayons positifs et le phénomène de Doppler . . 275
GRASSI T.
Notice sur la théorie des ions dans les solutions aqueuses. . 128
GRASSI T.
Recherches sur les électrodes à gaz. — Bioxyde d'azote. 152
GRAY J. A.
Dégagement d'hélium des minéraux radioactifs par pulvérisation. 285
GREINACHER H. :
Sur la distribution du rayonnement de corps radioactifs. 126
GREINACHER H.
Influence des rayons α sur la conductibilité électrique des diélectriques solides 219
GREINACHER H.
Sur une méthode permettant de déceler directement la charge des rayons α. 247
GREINER P.
Sur une extension de la théorie électronique des métaux donnée par Lorentz 158
GREINER P.
Sur le mouvement des électrons libres dans les métaux 158
GRIVEAUME T.
Observations du soleil faites à l'Observatoire de Lyon pendant le deuxième trimestre de 1909 . . 551

H

HAGENBACH A.
Études spectroscopiques de l'arc sous pression réduite 579
HALLWACHS M. :
Photo-électricité et optique . 575
HAHN O.
Sur un nouveau phénomène corrélatif de l'activation par l'actinium 89
HAHN O. et LISE MEITNER :
Nouvelle méthode de préparation des produits de décomposition radioactive : thorium D, produit à courte vie du thorium. 155
HAHN O. et MEITNER LISE :
Démonstration de la nature complexe du radium C. 569
HAHN O. et MEITNER LISE :
Nouveau rayonnement β du radium. 569
HARTING (HANS) :
Optisches Hilfsbuch für Photographierende. . . 288
HARTLEY W. :
Le lithium et les minéraux radioactifs . . . 55
HARTMANN J. :
Longueurs d'onde normales du spectre du fer dans un système de Rowland définitif 141
HARVEY (FRÉDÉRIC A.) :
Remarque sur les rayons α du radium B et sur la radioactivité de l'atmosphère. 56
HARVEY FRÉDÉRIC A. :
La radioactivité de l'atmosphère en Californie et au Colorado, et le parcours des particules α émises par le radium B. 254
HASENOHRL F. :
Transformation de l'énergie cinétique en rayonnement. 597
HASELFOOT (C. E. :
La charge des ions produits par le radium. . . 146
HASKELL
Influence de la concentration et de l'ionisation sur la vitesse de diffusion en solution aqueuse . 152
HEIS LEONHARD :
Contribution à la théorie de la conductibilité des gaz 23
HENRICH (F. :
Sur la radioactivité des gaz des eaux thermales de Wiesbaden. 519
HENRIOT E. :
Sur le rayonnement des sels de potassium 156
HENRIOT E. et VAVON G.
Sur la radioactivité des sels de potassium. . 257
HERCHFINKEL H. :
Actions chimiques de l'émanation du radium et de la lumière ultra-violette. 228
HERSTEDT F. et DECHEND H. VON :
Sur le spectre de l'effluve dans différents gaz 142
HINRICHS G. D.
Sur la méthode pratique du calcul simultané des poids atomiques : résultats généraux 285
HIRSCH R. W.
Expériences sur la formation de gaz dans les tubes à décharge. 19
HODGSON B. :
Conductibilité des diélectriques sous l'action des rayons du radium. 517
HOLT ALFRED et HOPKINSON EDWIN
La décomposition de la vapeur d'eau par les étincelles électriques. 26
HOULLEVIGUE L.
Sur l'ionisation de l'air par les canalisations électriques à haute tension 275
HOULLEVIGUE L. :
Sur les projections cathodiques 281
HOUSTOUN (R. A.) :
Électrons et absorption de la lumière. 247
HULETT :
Une batterie étalon. 156
HUMPHREYS (W. J.) :
Note sur l'effet magnétique du vent . . 9
HUPKA (E.)
La masse des électrons en mouvement. 550
HUTCHINS :
Changements de couleur de certaines gemmes sous l'action des rayons cathodiques 19
HURMUZESCU A. :
Mesure absolue d'une résistance en unités électrostatiques 170

I

Inglerspel (L. R.) :
Rotation magnétique dans des pellicules cathodiques de fer. 576
Isitani (D.) :
Note sur la variation du nombre d'ions dans l'atmosphère libre. 254

J

Jack (Robert) :
Effet Zeeman dans les spectres du wolfram et du molybdène. 158
Jaffé (G.) :
La conductibilité électrique de l'hexane pur . . . 60
Janicki (J. L.) :
La structure des raies spectrales des éléments . . 574
Jeans (J. H.) :
Le mouvement des électrons dans les solides 262
Jentzsch (F.) :
Sur l'émission des électrons par les oxydes metalliques incandescents. 91
Jervis Smith :
Sur la production d'une lueur dans un tube vide en mouvement dans un champ électrostatique et sur l'action d'un champ magnétique sur la lueur ainsi produite. 280
Jervis Smith :
Sur la production d'une lueur dans un tube à vide en mouvement dans un champ électrostatique et l'action d'un champ magnetique sur cette lueur 281
Joly (J.) :
Sur la distribution du thorium à la surface de la terre 246
Joly (J.) :
Sur la distribution du thorium dans les roches à la surface de la terre 285
Joly (J.) :
Teneur de l'eau de mer en radium. 519

K

Kernbaum (M.) :
Action chimique sur l'eau des rayons pénétrants du radium 126
Kernbaum (M.) :
Sur la décomposition de l'eau par les rayons β du radium et par les rayons ultra-violets . 225
Kernbaum (M.) :
Sur la decomposition de l'eau par les rayons β du radium et par les rayons ultra-violets. 552
Kleeman (R. D.) :
Sur la vitesse des rayons cathodiques émis par les substances exposées aux rayons γ du radium. 85
Kleeman (R. D.) :
Ionisation produite dans différents gaz par les rayons γ secondaires 277
Kleeman (R. D.) :
La nature de l'ionisation produite dans un gaz par les rayons γ. 549
Kohling (K.) et Koenigsberger (J.) :
Sur la variation de l'absorption sélective en fonction de la température, et le rôle du premier électron d'une molécule à l'intérieur de la substance . . . 158
Knocke (W.) :
Quelques déterminations de l'émanation active de l'eau de l'Océan Atlantique 126
Kohlschütter (V.) :
Sur la pulvérisation cathodique dans les gaz raréfiés. 281
Kolowrat (L.) :
Tables de fonctions exponentielles relatives à l'émanation du radium. 195
Kolowrat (L.) :
Nouvelles remarques sur le dégagement de l'émanation par les sels de radium 521
Kowalski (J.) et Rappel (U.) :
Potentiels disruptifs sous voltage alternatif. Influence de la courbure des électrodes 546
Kuntze (F.) :
La théorie électronique des frères Hermann et Robert Grassmann. 265
Kurz (K.) :
A propos des phénomènes unipolaires en électricité atmosphérique 155
Absorption de la lumière ultra-violette dans l'atmosphère 156
Kurz (K.) :
Les substances radioactives dans la terre et dans l'air comme cause de la radiation pénétrante dans l'atmosphère. 581

L

Laborde (Albert) :
Sur la condensation de l'émanation du radium. 289
Laby (T. H.) et Kaye (G. W. C.) :
Ionisation des gaz et pression. . . 149
Laby (T. H.) :
Electromètre à corde 286
Ladenburg (A.) :
Histoire du développement de la chimie depuis Lavoisier jusqu'à nos jours 256
Ladenburg (R.) :
Sur l'absorption de la lumière par l'hydrogène lumineux 141
Ladenburg (R.) :
Absorption et rotation magnétique dans l'hydrogène incandescent 548
La Rosa (M.) :
Spectre de l'arc chantant 268
Lattes (Ch.) :
Méthode de mesure des faibles courants. . . 75
Laue (M.) :
Considérations thermodynamiques sur la diffraction. 579
Lecointe (G.) :
Annales de l'Observatoire Royal de Belgique. Physique du globe 584
Lenard (P.) et Saeland (Sum) :
Sur l'effet photo-électrique et actino-diélectrique dans les substances phosphorescentes alcalino terreuses. 145
Lennan (J. Mc) :
Sur l'activité induite de l'actinium 247
Lennan (J. Mc) :
Le phénomène du recul et le produit final du radium. 245
Levin (R.) et Ruer (R.) :
Contribution à l'étude de la radioactivité des substances communes. 512
Lewis (Gilbert N.) :
Une revision des lois fondamentales de la matière et de l'énergie 156
Liebenthal (Emil) :
Photométrie pratique 61
Lonius (A.) :
Relation entre le coefficient de diffusion des gaz et la proportion des mélanges. 585
Lorentz (H. A.) :
Abhandlungen de C. Doppler 157
Loring (F. H.) :
Relations entre les gaz inactifs et les éléments radioactifs 568
Loutchinsky :
Transformation magnétique du plomb 581
Lowry (T. Martin) :
Mesure de la dispersion rotatoire dans les régions visible et ultra-violette du spectre 141

M

MACHE (H.) et SCHWEIDLER (E.)
Die Atmospharische Elektricitat. 287
MAKOWER, Miss M. WHITE et MARSDEN (E.)
Recherches sur l'état électrique des couches élevées de l'atmosphère 28
MAKOWER (W.) :
La volatilité du radium A et du radium C . . 50
MAKOWER (W.) :
Sur le nombre de particules β émises par le radium et leur absorption par la matière. 90
MALLIK (D. N.)
La rotation magnétique de la décharge électrique. . 14
MARX (E.) :
Fonctionnement et théorie de l'appareil de mesure de la vitesse des rayons de Röntgen. 159
MARX (E.) :
De l'influence des rayons de Röntgen sur l'établissement de la décharge 159
MARZETTI (B.) :
Action de la lumière ultra-violette sur l'étincelle. . 550
MATTENKLODT (E.) :
Recherches sur les propriétés diélectriques du mica. 156
MERVEILLE (E.)
Mémoires de l'Observatoire de l'Ebre. — La section magnétique 95
MESSERSCHMIDT (Y. B.)
Sur la chute de potentiel atmosphérique. . . . 284
MEYER (STEFAN)
Action des rayons de Becquerel sur la kunzite . 261
MEYER (V.) :
La dispersion rotatoire magnétique dans le spectre ultra-rouge. 547
MEYNIER (J.) :
Sur une catalyse par l'humidité 285
MICHELSON (W. A.)
Light Waves and their Uses . . . 157
MILLOCHAU (G.)
La température du soleil et la constante solaire. . 155
MILLOCHAU (G.)
Contribution à l'étude du rayonnement 145
MORE (LOUIS T.) et GOWDY (R. F. G.)
Fatigue des métaux soumis aux rayons Röntgen . 159
MORE (LOUIS T.)
Théories de la matière et de la masse 514
MOREAU (G.)
Rayonnements et potentiel explosif. 95
MOREAU (G.)
Sur la masse des ions négatifs d'une flamme . . 146
MOREAU (G.)
Sur la charge de l'ion négatif d'une flamme . 271
MOREAU (G.)
De la diffusion des ions à travers les métaux . 271
MOULIN (M.)
Sur la déviation des rayons positifs. (A propos des récentes notes de M. Jean Becquerel) 4
MOULIN (M.)
Sur la déviation des rayons canaux. Réponse à une note de M. Jean Becquerel. 78
MOULIN (M.)
Sur la valeur la plus probable de la charge atomique 164
MOULIN (M.) :
Sur la « recombinaison initiale » des ions produits dans les gaz par les particules α . . . 272
MOULIN (M.)
Le corps noir et son rayonnement 552
MULLER (LIONEL) :
Recherches sur l'effet photo-électrique des métaux alcalins 150

N

NAGAOKA (H.) et AMANO (S.)
Phénomène de Zeeman dans un champ magnétique faible. 264
NAGAOKA (H.) :
Sur la structure complexe de quelques raies du mercure 267
NATANSON (LADISLAS) :
Sur la polarisation elliptique de la lumière transmise à travers un gaz absorbant, parallèlement aux lignes de force d'un champ magnétique extérieur. 12
NECULCEA (E.) :
Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultra-violets d'étincelles oscillantes. 94
NEGRO (C.)
Contribution à l'étude de la déperdition atmosphérique. 285
NICHOLS (E. L.) et DAY (WILLIAM S.)
Nouveaux groupes de rayons restants 59
NORDMANN (CH.) :
Méthode permettant la mesure des températures effectives des étoiles. Premiers résultats. 551
Sur la température de ζ Persée 551
NOYES (M. A. A.) :
La conductibilité et l'ionisation des sels, des bases et des acides en solution aqueuse aux températures élevées 152

O

OCCHIALINI (A.)
L'arc voltaïque dans sa phase initiale 275
OECHSNER DE CONINCK
Contribution à l'étude du chlorure d'uranyle 259
OSTWALD (WO.)
Grundrigs der Kolloidchemie 584

P

PACINI (D.)
Sur la radiation pénétrante 127
PASCHEN (F.) :
Contribution à l'étude des spectres de raies infra rouges 514
PERCY (HODGE)
Étude expérimentale de l'électrolyse, sous l'action de la lumière, de liquides fluorescents. 144
PERKINS (H.)
La discontinuité des décharges dans un tube de Geissler 294
PERKINS (H. A.)
Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz par un champ alternatif. 149
PEROT (A.) :
Sur le renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure dans le vide 142
PERRIN (JEAN) :
Mouvement Brownien et grandeurs moléculaires 555
PFLUGER (A.)
Emploi de la sylvine dans l'ultra violet. — Absorption d'huiles essentielles dans l'ultra-violet 286
PFUND (A. H.)
Les propriétés électriques et optiques du sélénium métallique. 251
PFUND (A. H.)
Un interféromètre simple pour montrer le phénomène de Zeeman. 286
PIDDUCK (F. B.) :
Note sur l'absorption de la lumière ultra violette par des solutions diluées 251
POIRI (ROBERT) :
Remarque sur le travail de M. Lorentzen : rapport $\frac{e}{m}$ pour la molécule de H_2 158

Pohl (R.) :
Sur l'occlusion des restes gazeux dans les tubes à vide et la production de bulles gazeuses à la surface du verre 255
Poincaré (V.) :
Sur le pouvoir émissif du corps noir 270
Pollock (J. A.) :
Les ions de l'atmosphère 129
Pollock (J. A.) :
Note sur la théorie électronique de l'arc en charbon 248
Pollock (J. A.) et Rancaud (B.) :
L'émission d'électricité par le charbon incandescent. 550
Pollock (J. A.), Rancaud (B.) et Norman (P.) :
Discontinuité du potentiel à la surface du carbone incandescent 550
Posejpal (M. V.) :
Sur les forces électro-motrices d'aimantation. . . 585
Pomeroy (J. C.) :
Sur l'excès supposé d'électrisation négative produit par la pulvérisation de l'eau 92
Post (J.) et Neumann (B.) :
Traité complet d'analyse chimique appliquée aux essais industriels. 552
Pound (V. E.) :
L'absorption des différents types de rayons β et les rayons secondaires qu'ils excitent. 57
Proctor (C. A.)
Note préliminaire sur la variation de la masse d'un électron avec sa vitesse 264

R

Ramsay (W.) :
Inactivité apparente du radium. 11
Ramsay (W.) et Gray (R. W.) :
Sur la liquéfaction et la solidification de l'émanation du radium. 515
Regnoul (G.) :
Décharges dans les gaz raréfiés et actions de surface. 209
Regnoul (G.) :
Réactions chimiques et ionisation 275
Reichenheim (O.) :
Sur la production de fluorescence par les rayons cathodiques 145
Reichenheim (O.) :
Sur la conduction de l'électricité dans les gaz électronégatifs et les rayons A 250
Richardson (O. W.) :
La charge spécifique des ions émis par les corps chauds 24
Richardson (O. W.)
Application de l'ionisation produite par les corps chauds à la mesure des hautes températures . . . 27
Richardson (O. W.) :
L'énergie cinétique des ions émis par les corps chauds. 91
Riecke (E.)
Sur le mouvement des ions 18
Riecke (E.) :
Les conceptions modernes sur la nature de l'état métallique. 510
Righi (A.) :
La matière radiante et les rayons magnétiques . . 127
Righi (A.) :
Sur le mouvement d'un électron autour d'un ion positif dans le champ magnétique . . 265
Righi (A.) :
Nouvelles recherches sur les rayons magnétiques . 580
Ritz (W.)
Sur les principes de l'électrodynamique et la théorie du corps noir 21
Ritzel (Albert)
La fixation de l'uranium X par le charbon. . . 542
Robertson :
Sur les charges acquises par des conducteurs métalliques entourés d'autres conducteurs et la relation entre ces charges et l'effet Volta . . 151
Rohr (Von) :
Abhandlungen zur Geschichte des Stereoskops Wheatstone, Brewster, Riddell, Helmholtz, Wenham, d'Almeida et Harmer 157
Rosenmeuler (Martin) :
Émission et absorption de l'arc électrique à charbons 208
Rosenthal (J.) :
Piles photoélectriques à grande intensité de courant 156
Royds (T.) :
Comparaison des spectres de l'émanation du radium obtenus par différents expérimentateurs. 59
Royds (T.) :
Le spectre de réseau de l'émanation du radium . . 56
Rubens (H.) et Ladenburg (E.)
Les propriétés optiques de l'eau dans le spectre infra-rouge 55
Rudolph (W.)
Expériences sur la production de la gaine négative sous l'influence des rayons visibles et ultra-violets. 249
Rudorf (G.)
Les constantes moléculaires des gaz inactifs . 282
Rudorf (G.) :
Quelques constantes numériques de l'émanation du radium. Comparaison avec les gaz nobles 515
Rumelin (G.) :
Sur la recombinaison des ions gazeux 27
Russ (S.)
Sur la diffusion des émanations de l'actinium et du thorium. 109
Russ (S.) :
La diffusion des émanations de l'actinium et du thorium 247
Russ (S.) et Makower (W.) :
L'expulsion de la matière radioactive dans les transformations du radium. 182
Rutherford (E.) et Royds (T.) :
Action de l'émanation du radium sur l'eau 10
Rutherford (E.) et Royds (T.) :
Nature des particules α des substances radioactives. 47
Rutherford (E.)
Nature et charge des particules α émises par les substances radioactives 56
Rutherford (E.) et Levin (M.)
Les transformations radioactives. Radioactive Umwandlungen 191
Rutherford (E.)
Condensation de l'émanation du radium . 258

S

Sadler (Charles A.)
Transformation des rayons X 516
Saunders
Remarques sur les séries dans les spectres de métaux alcalins 14
Schaeffer (H. L.)
Recherches sur l'étincelle électrique dans le champ magnétique. 150
Schiffner (C.)
Radioaktive Wässer in Sachsen . . . 127
Schiffner (C.) et Weidig (M.)
Radioaktive Wässer in Sachsen. Leitw. radioaktives en Saxe 287
Schlundt (H.)
Détermination du radium présent dans quelques dépôts des sources chaudes de l'Arkansas. 54
Schmidt (H. W.)
Sur le rayonnement de l'uranium X . . . 5

SCHMIDT (F.) :
Vérification des lois du rayonnement dans la flamme du bec Bunsen. 577
SCHMIDT W.
Collecteur à eau à écoulement continu . . . 156
SCHRÖDER J. :
Sur le passage de l'électricité à travers l'éther éthylique 250
SCHWEIDLER E. V. .
Influence du lieu sur les mesures de déperdition et de conductibilité atmosphérique. 582
SCHWEIDLER E. V. et HESS :
Chaleur dégagée par le radium 56
SEITZ (M.)
Nouveaux tubes à rayons X, à action intensive . . . 585
SHEARD C. :
Influence de la densité de courant et de la capacité sur les spectres de l'argon et de l'hydrogène. . . 141
SIEG L. P. .
Formule générale des pouvoirs dispersif et résolvant. 21
SILVERING H. :
Activité induite en pleine mer 284
SMIRNOW D.
Courant de conduction et oscillation du champ électrique au voisinage du sol 285
SODDY (F.) :
Le produit et les rayons de l'uranium X. . . 55
SODDY F. et RUSSELL A. S. :
Les rayons γ de l'uranium. 247
SODDY (F.) :
The interpretation of radium . . . 287
SPENCE B. J.
Le nombre des corpuscules libres par unités de volume de l'or, du platine et de l'argent 248
STANLEY ALLEN H. :
La fatigue photo-électrique du zinc 277
STAHL BORIS :
Spectres d'absorption des dissolutions du néodyme. 215
STARK J.
Sur la théorie de la pulvérisation cathodique ; remarques sur l'article de M. Kohlschütter 282
STARK J.
Sur les rayons Röntgen et la constitution atomistique du rayonnement 514
Sur l'incandescence des gaz par la lumière 516
STARK (J.) :
Remarques sur les observations de W. Wien au sujet de la charge positive des rayons canaux 571
STEUBING W. .
Fluorescence et ionisation de la vapeur de mercure. 584
STOCK (J.) :
Triplets asymétriques dans les spectres de tungstène. 575
STRASSER B. .
Effet des impuretés sur l'effet Doppler des rayons canaux de l'hydrogène 276
STRONG W. .
Ionisation en vase clos 26
STRONG W.
Ionisation en vase clos 97
STRONG W.
Effet de la température sur les spectres d'absorption de différents sels dissous. 269
STRUTT R. J.
Une évaluation directe de l'âge de la thorianite . . 247
STRUTT (R. J.) :
Loi de la production de l'hélium par la série complète des produits de l'uranium 247
STRUTT R. J. .
Le dégagement de l'hélium des minéraux radioactifs. 284
SZILARD B.
Sur l'actinium et l'ionium 80
SZILARD B.
Tables des principaux minerais d'uranium et de thorium. 255
SZILARD B. :
Sur une nouvelle méthode de séparation de l'uranium X et sur l'activité relative de ce corps . . . 258
SZILARD B. :
Sur un appareil destiné à la mesure de la radioactivité. 565
SUTHERLAND W. :
L'origine électrique de l'attraction moléculaire. . . 282
SUTHERLAND W. :
Les ions des gaz 548

T

TABOR-LATTEY ROBERT .
L'ionisation de l'oxygène électrolytique 580
TAYLOR (T. S.) :
Sur le retard que les feuilles de métal font subir aux particules α et sa variation avec leur vitesse . 57
TAYLOR T. S. .
Le retard que la traversée des métaux et des gaz fait subir aux rayons α 260
THOMSON J. J. :
Rayons positifs. 15
TOWNSEND S. :
Les charges des ions dans les gaz et l'effet de la vapeur d'eau sur le mouvement des ions négatifs. 145
TROWBRIDGE (A.) :
Sur les propriétés optiques du collodion et du celluloïd. 60
TROWBRIDGE JOHN :
Rayons positifs. 46
TROWBRIDGE JOHN
Effet Doppler des rayons positifs. 250
TUOMIKOSKI Y. .
L'absorption des rayons γ du radium par le plomb. . 260
TURPAIN (ALBERT) :
Précis de physique. — Recueil de manipulations élémentaires de physique 192

U

URBAIN G.
Sur la loi de l'optimum des phosphorescences cathodiques des systèmes binaires. 22
URBAIN (G.) .
Europium, gadolinium, terbium, dysprosium, néoytterbium et lutécium 166

V

VEGARD L. .
Une expérience sur l'ionisation par les rayons γ . . 517

W

WAGGONER (JAN. W. .
Études sur la phosphorescence de courte durée. . . 22
WALTER B. et POHL R. :
Sur la polarisation des rayons de Röntgen 265
WARBURG E.
Sur les réactions chimiques dans des corps gazeux sous l'action de l'effluve électrique. 580
WATSON HERBERT EDWESTON
Sur les longueurs d'onde des lignes du spectre secondaire de l'hydrogène 268
WATTS M. .
Calcul du poids atomique du radium d'après les données spectroscopiques 515
WEHNELT A. et JENTZSCH F.
Sur les variations de température qui se produisent pendant l'émission d'électrons par les corps incandescents. 91
WEHNELT A. et JENTZSCH F. .
Sur l'énergie de l'émission des électrons par les corps chauds 150
WEIGERT F. .
Vitesses de réactions photochimiques 51

Weiss J. :
Sur la loi du rayonnement de Planck . 265
Wellisch E. M. :
La mobilité des ions produits par les rayons Röntgen dans le gaz et les vapeurs . 179
Wellisch (E. M. :
Passage de l'électricité à travers les mélanges gazeux 241
Wien W. :
Sur les rayons positifs . 16
Wien (W. :
A propos d'observations sur les rayons positifs du mercure. . . 576
Wilson C. T. R.
Sur la mesure du champ électrique de l'atmosphère et du courant entre la terre et l'air. . . . 28
Wilson H. A. :
Note sur l'effet de l'hydrogène sur la décharge de l'électricité négative par le platine chaud . . . 150
Wilson H. A. :
Expériences pour rechercher quelques effets électro-optiques. 515
Wilson W. :
L'influence de la pression sur l'ionisation spontanée en vase clos, et sur l'ionisation produite par les rayons γ 149
Wilson (W. :
Sur les produits radioactifs présents dans l'atmosphère. 155
Wilson W. :
Sur l'absorption par la matière de rayons β homogènes et sur la variation de l'absorption avec la vitesse des rayons. 571
Wood R. W. et Carter Ts. :
Les spectres de fluorescence et de rotation magnétique de la vapeur de potassium . 15
Wood R. W. :
Extension de la série principale du spectre du sodium. 140
Wood (R. W.) :
La série complète de Balmer dans le spectre du sodium 140
Wood R. W.
Sur une méthode permettant de vérifier directement l'existence de l'absorption due à la fluorescence . 145
Wood R. W. :
Réflexion monochromatique sélective de la vapeur de mercure . . 265
Wood R. W
Absorption, fluorescence, rotation magnétique et dispersion anormale de la vapeur du mercure 266
Wood (R. W et Guthrie D. V.
Le spectre ultra-violet d'absorption de certaines vapeurs métalliques et de leurs mélanges . 267
Wood R. W
Amortissement d'ondes à la surface du mercure 286
Wood R. W.
La réflexion sélective de lumière monochromatique par la vapeur de mercure . . . 574
Wright C. S. :
Sur les variations de la conductibilité de l'air enfermé dans les récipients métalliques. . . . 151
Wulf Th.
Sur la radiation très pénétrante de l'atmosphère 95
Wulf Th.
Détermination des faibles capacités au moyen de l'électromètre à fils. . . . 255
Wulf Th. :
Nouvel électromètre pour charges statiques 585

Z

Zahn Stephan
Sur un progrès dans la conception atomistique de la matière 518
Zickendraht H.
Recherches sur les vapeurs de sodium fluorescentes. 145
Zickendraht H.
Note sur les limites d'absorption de quelques verres dans l'ultra-violet. 546

FIN DU TOME VI.

65710. — PARIS. IMPRIMERIE GÉNÉRALE LAHURE
9, RUE DE FLEURUS, 9